

**Entwicklung von neuen Sequenzen mit  
ultrakurzen Echozeiten für die klinische  
Magnetresonanzbildgebung**

Dissertation zur Erlangung des  
naturwissenschaftlichen Doktorgrades  
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von

David Manuel Grodzki

aus Hannover

Würzburg, Dezember 2011

Eingereicht am: 11.12.2011

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. P.M. Jakob  
2. Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. R. Hanke  
der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. rer. nat. P.M. Jakob  
2. Prüfer: Prof. Dr. rer. nat. R. Hanke  
3. Prüfer: Prof. Dr. rer. nat. F. Assaad  
Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. B. Hecht  
im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquiums: 19.04.2012

Doktorurkunde ausgehändigt am:

*Für Omi*



---

# Zusammenfassung

Stoffe mit schnell zerfallendem Magnetresonanz (MR)-Signal sind mit herkömmlichen MR-Sequenzen nicht darstellbar. Solche Stoffe haben meist starke Bindungen, wie im menschlichen Körper beispielsweise Sehnen, Bänder, Knochen oder Zähne. In den letzten Dekaden wurden spezielle Sequenzen mit ultrakurzer Echozeit entwickelt, die Signale von diesen Stoffen messen können. Messungen mit ultrakurzen Echozeiten eröffnen der Kernspintomographie neue Anwendungsgebiete.

In dieser Doktorarbeit werden die in der Literatur bekannten Methoden zur Messung mit ultrakurzen Echozeiten untersucht und evaluiert. Es werden zwei neue, in dieser Arbeit entwickelte Ansätze vorgestellt, die es zum Ziel haben, bestehende Probleme der vorhandenen Methoden bei robuster Bildqualität zu lösen, ohne auf Hardwareänderungen am Kernspintomographen angewiesen zu sein.

Die 'Gradient Optimized Single Point imaging with Echo time Leveraging' (GOSPEL) Sequenz ist eine Single-Point-Sequenz, die im Vergleich zu den bekannten Single-Point-Sequenzen eine stark reduzierte Echozeit ermöglicht. Es wird gezeigt, dass dadurch ein deutlich besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) von Stoffen mit schnell zerfallendem Signal erreicht wird.

Das Problem der sehr langen Messzeit bei Single-Point-Verfahren wird mit der 'Pointwise Encoding Time reduction with Radial Acquisition' (PETRA) Sequenz gelöst. Bei diesem Ansatz wird der k-Raum-Außenbereich radial und das k-Raum-Zentrum single-point-artig abgetastet. Durch die Kombination beider Akquisitionsstrategien ist eine schnelle und robuste Bildgebung mit ultrakurzer Echozeit und ohne Hardwareänderungen möglich.

Wie bei anderen Ansätzen sind bei der PETRA-Sequenz die Bildgebungsgradienten zum Anregungszeitpunkt bereits angeschaltet. Es wird untersucht, welchen Einfluss ungewollte Schichtselektionen auf die Bildgebung haben können und ein Korrekturalgorithmus entwickelt, mit dem sich dadurch entstehende Artefakte im Bild beheben lassen. Die Limitationen des Korrekturalgorithmus sowie mögliche Artefakte der PETRA-Sequenz werden untersucht und diskutiert.

Erste Anwendungsbeispiele der PETRA-Sequenz bei verschiedenen Feldstärken und Applikationen werden demonstriert. Wie bei anderen Sequenzen mit ultrakurzen Echozeiten sind die Gradientenaktivitäten bei der PETRA- und GOSPEL-Sequenz gering, wodurch die Messung sehr leise sein kann. Lautstärkemessungen zeigen, dass bei Messungen mit der PETRA-Sequenz der Geräuschpegel um nur ein bis fünf dB(A) im Vergleich zum Hintergrundgeräuschpegel steigt. Es wird demonstriert, dass sich dadurch neue Anwendungsgebiete eröffnen könnten. Vergleichsmessungen zwischen einer T1-gewichteten PETRA- und einer MPRAGE-Messung weisen Bilder auf, die in Kontrast, Auflösung, SNR und Messzeit vergleichbar sind.

Mit den in dieser Arbeit entwickelten Methoden konnten Probleme bestehender Ansätze gelöst und offene Fragen beantwortet werden. Die Ergebnisse können helfen, Applikationen von Sequenzen mit ultrakurzen Echozeiten in der klinischen Routine weiter zu etablieren.

---

# Abstract

Tissues with fast decaying magnetic resonance (MR) signal are not measurable with conventional MR sequences. These tissues mostly have strong covalent bondings, like in the human body tendons, ligaments, bones and teeth. In the last decade, special MR sequences with ultrashort echo times have been developed that are able to depict signal from those tissues. Ultrashort echo time imaging opens new application fields for magnetic resonance imaging.

In this thesis, the known methods for imaging with ultrashort echo times are investigated and evaluated. Two new approaches that were developed in this work are presented. They aim to solve the problems of the previous methods and to allow for robust image quality. No hardware changes should be required for the MR scanner.

The 'Gradient Optimized Single Point imaging with Echo time Leveraging' (GOSPEL) sequence is a single-point sequence. Compared to the known single-point sequences, GOSPEL enables a reduced echo time. It is demonstrated that this allows for an enhanced SNR for tissues with fast decaying signal.

The problem of very long measurement times with single point sequences is solved with the 'Pointwise Encoding Time reduction with Radial Acquisition' (PETRA) sequence. In this approach, outer k-space is acquired with radial half-projections while the k-space center is acquired single-pointwise. The combination of these two acquisition strategies allows for fast and robust ultrashort echo time imaging without the need for hardware changes.

Comparable to other approaches, the imaging gradients at the PETRA sequence are already switched on during the excitation pulse. The influence of unwanted slice-selectivity of the pulse is investigated. A newly developed correction algorithm is presented that eliminates artefacts due to unwanted slice-selectivity. The limitations of the correction approach are presented and discussed.

A number of application examples of the PETRA sequence at different field strengths is demonstrated. The PETRA and GOSPEL sequence, and other ultrashort echo time sequences, have very limited gradient activities. Due to this, the measurements can be kept very silent. Acoustic noise measurements show that the acoustic noise level during PETRA examinations is only raised by one to five dB(A). It is demonstrated, that this might enable new applications. Comparing measurements between T1-weighted PETRA images and MPRAGE images lead to images with comparable contrast, resolution, SNR and measurement times.

With the methods developed in this thesis, issues of existing ultrashort echo time approaches can be solved and answers to open questions are given. The outcomes could help to further establish the use of ultrashort echo time sequences in clinical routine applications.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>10</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>12</b>
2.1	Grundlagen der Magnetresonanz - NMR	12
2.1.1	Kerne im Magnetfeld	12
2.1.2	HF-Anregung	13
2.1.3	Relaxation	15
2.2	Auftreten sehr kurzer T2-Zeiten	16
2.3	Grundlagen der Magnetresonanztomographie - MRI	19
2.3.1	Fourier-Bildgebung	19
2.3.2	MR-Sequenzen	20
2.3.3	Kontrastverhalten	23
2.3.4	Bildrekonstruktion	24
2.4	Aufbau eines MRTs	25
<b>3</b>	<b>MR-Messungen mit ultrakurzen Echozeiten</b>	<b>27</b>
3.1	Single-Point-Sequenzen	28
3.2	UTE-Sequenz	31
3.3	zTE- und WASPI-Sequenz	33
3.4	SWIFT-Sequenz	35
3.5	Kontraste	36
3.5.1	Vorpulse	36
3.5.2	Akquisition eines zweiten Echos	37
3.6	Diskussion der UEZ-Sequenzen	39
<b>4</b>	<b>GOSPEL-Sequenz</b>	<b>41</b>
4.1	Sequenzaufbau	41
4.1.1	GOSPEL-Sequenz in 1D	42
4.1.2	GOSPEL-Sequenz in 3D	43
4.2	Kontraständerungen	46
4.2.1	T2-selektive Vorpulse	46
4.2.2	Akquisition eines zweiten Echos	49
4.3	Ergebnisse und Diskussion	50
<b>5</b>	<b>PETRA-Sequenz</b>	<b>54</b>
5.1	Methode	54
5.1.1	Bildgebungssequenz	54
5.1.2	2D-PETRA	56
5.1.3	Bildrekonstruktion	56
5.1.4	MR-Simulationen	58

5.1.5	MR-Messungen . . . . .	59
5.2	Ergebnisse . . . . .	60
5.3	Diskussion . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Anregungskorrektur</b>	<b>66</b>
6.1	Theorie . . . . .	67
6.2	Methoden . . . . .	69
6.2.1	Auswirkungen auf die PETRA-Sequenz . . . . .	69
6.2.2	Bildkorrektur in 3D . . . . .	70
6.2.3	Simulationen . . . . .	72
6.2.4	MR-Messungen . . . . .	72
6.3	Ergebnisse . . . . .	73
6.4	Diskussion . . . . .	76
<b>7</b>	<b>Anwendungen der PETRA-Sequenz</b>	<b>79</b>
7.1	UEZ-Anwendungen mit der PETRA-Sequenz . . . . .	79
7.2	Leise MR-Bildgebung mit der PETRA-Sequenz . . . . .	89
7.2.1	T2-gewichtete PETRA-Bilder . . . . .	91
7.2.2	T1-gewichtete PETRA-Bilder . . . . .	91
7.3	Diskussion . . . . .	93
<b>8</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>95</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>97</b>
	<b>Index</b>	<b>102</b>
	<b>Publikationen</b>	<b>104</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>106</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>108</b>
	<b>Eidesstattliche Versicherung</b>	<b>109</b>

# 1 Einleitung

In den letzten Dekaden hat sich die Magnetresonanztomographie (Magnetic Resonance Imaging - MRI, auch Kernspintomographie) zu einer der führenden und meistverwendeten diagnostischen Bildgebungsmethoden entwickelt. Angefangen bei den Versuchen von Bloch und Purcell im Jahr 1946 [1, 2] bis zu modernsten Ganzkörper-Magnetresonanztomographen (MRTs) mit Feldstärken von bis zu 11,7 T hat die Magnetresonanz eine enorme Entwicklung durchlebt. Mit ihrem hervorragenden Weichteilkontrast und ihrem Verzicht auf ionisierende Strahlung ist MRI die Bildgebung der Wahl bei vielen klinischen Fragestellungen.

Manche Fragestellungen können jedoch bis heute nicht in der klinischen Routine mit MRI beantwortet werden. Diese betreffen nicht nur Bereiche, in denen man auf extrem schnelle Bildgebung angewiesen ist, sondern auch Stoffe des menschlichen Körpers, die mit herkömmlichen MR-Verfahren nicht gemessen werden können. Dies sind Stoffe, deren MR-Signal zu schnell zerfällt und die zum Aufnahmezeitpunkt kein Signal mehr liefern. Hervorgerufen wird der schnelle Signalzerfall meist durch starke Bindungen, wie sie in Knochen, Zähnen aber auch Sehnen und Bändern zu finden sind. Auch im Einflussbereich von Suszeptibilitätssprüngen zerfällt das Signal sehr schnell, wie zum Beispiel in der Lunge oder im Umfeld von Prothesen. In diesen Bereichen werden daher heutzutage standardmäßig Computertomographie, Röntenaufnahmen oder Ultraschall verwendet.

In den vergangenen Jahren wurden spezielle MR-Verfahren zur Bildgebung von Stoffen mit schnell zerfallendem Signal entwickelt. Diese Verfahren benutzen eine ultrakurze Echozeit (UEZ) und messen das Signal direkt nach der Anregung und können der MRI neue Anwendungsgebiete eröffnen. Darunter sind orthopädische Fragestellungen zu Knochen, Sehnen und Bändern, Zahnbildgebung, sowie Lungenbildgebung oder Messungen von anderen Kernen als Protonen. Weitere Anwendungen liegen zum Beispiel im Bereich der Hybridbildgebung: Bei kombinierten MR - Positronen-Emissionstomographie (PET)-Messungen werden zur Schwächungskorrektur des PET-Signals MR-Aufnahmen benötigt, mit denen man den Körper in Knochen, Wasser und Luft segmentieren kann.

Ziel dieser Doktorarbeit ist die Evaluation bekannter UEZ-Verfahren und die Entwicklung neuer Methoden, die robust arbeiten und ohne Änderungen an der Hardware eines klinischen MRTs auskommen. Nach den für diese Doktorarbeit nötigen Grundlagen in Kapitel 2 werden in Kapitel 3 die vorhandenen Verfahren zur Bildgebung mit ultrakurzer Echozeit vorgestellt und diskutiert. In Kapitel 4 und 5 werden zwei in dieser Arbeit neu entwickelte Sequenzen mit den Namen GOSPEL und PETRA vorgestellt und untersucht. Kapitel 6 charakterisiert ein Artefakt, das bei Sequenzen auftreten kann, in denen die Bildgebungsgradienten zum Zeitpunkt der Anregung bereits eingeschaltet sind. Das ist unter anderem bei mehreren UEZ-Sequenzen der Fall. Ein Korrekturalgorithmus wird vorgeschlagen, mit dem sich dieses Artefakt in der Bildrekonstruktion beheben lässt. Die Limitationen dieses Ansatzes werden untersucht.

Anwendungen der PETRA-Sequenz werden in Kapitel 7 demonstriert. Es werden unter anderem Hand-, Fuss-, Knie-, Lungen-, und Kopfmessungen gezeigt. Neben der Messung von Stoffen mit schnell zerfallendem Signal haben die PETRA-Sequenz und bestimmte andere UEZ-Verfahren das Merkmal, dass sie wegen ihrer geringen Gradientenaktivität sehr leise sein können. Die

PETRA-Sequenz kann ohne jegliche Hardware-Änderungen fast lautlose Messungen durchführen. Wie in Abschnitt 7.2 gezeigt, kann die PETRA-Sequenz mit Inversionsvorpulsen T1-Kontraste erzeugen, die in Bildqualität, Auflösung und Messzeit mit standardmässig verwendeten klinischen Sequenzen, wie der MPRAGE, vergleichbar sind.

Mit den in dieser Doktorarbeit entwickelten Methoden werden Limitationen und Probleme anderer UEZ-Sequenzen gelöst. Diese Arbeit kann daher dazu beitragen, verschiedenste Applikationen von UEZ-Sequenzen in der klinischen Routine zu ermöglichen und der MRI neue Anwendungsgebiete zu eröffnen.

## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Magnetresonanz ('Nuclear Magnetic Resonance' - NMR) und der MRI vorgestellt. In Abschnitt 2.4 werden die für diese Arbeit wichtigen Komponenten des Magnetresonanztomographen (MRTs) eingeführt und charakterisiert.

### 2.1 Grundlagen der Magnetresonanz - NMR

#### 2.1.1 Kerne im Magnetfeld

Atomkerne mit ungerader Protonen- oder Neutronenzahl besitzen einen Eigendrehimpuls  $\hbar\vec{I}$  mit dem Kernspin  $\vec{I}$ . In dieser Arbeit und in der klinischen Bildgebung wird hauptsächlich das Proton des Wasserstoffkerns gemessen. Andere in der NMR untersuchte Kerne sind beispielsweise  $^{13}\text{C}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$  oder  $^{31}\text{P}$ . Da der menschliche Körper zu 60 bis 80% aus Wasser besteht, liefern Protonen den größten Signalbeitrag.

Der Spin eines Protons hat die Quantenzahl  $I = 1/2$  mit den Zuständen  $m = \pm 1/2$ . Das magnetische Dipolmoment  $\vec{\mu}$

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

ist proportional zum Eigendrehimpuls mit der Proportionalitätskonstante  $\gamma$ , dem kernspezifischen gyromagnetischen Verhältnis. Für Protonen gilt  $\gamma = 2\pi \cdot 42,576 \text{ MHz/T}$ . Werden Protonen einem statischen Magnetfeld  $\vec{B}_0 = \vec{e}_z B_0$  ausgesetzt, spaltet sich die Energie in der quantenmechanischen Betrachtung gemäß den Energieeigenwerten

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

in zwei Energieniveaus auf, wie in Abbildung 2.1 schematisch gezeigt. Die Differenz zwischen den beiden Energieniveaus beträgt  $\Delta E = \gamma\hbar B_0$ . Beim Übergang zwischen den Niveaus wird ein Photon mit der Frequenz

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (2.3)$$

emittiert oder absorbiert. Die Frequenz  $\omega_0$  in Gleichung 2.3 wird Larmorfrequenz genannt.

Das Bohrsche Korrespondenzprinzip besagt, dass man im Fall großer Quantenzahlen, hier gegeben durch eine große Teilchenzahl (1 mm<sup>3</sup> Wasser enthält ca.  $6,7 \cdot 10^{19}$  Protonen), von der quantenmechanischen zur klassischen Rechenweise übergehen kann. Klassisch betrachtet entsprechen die beiden Energieniveaus einer parallelen bzw. antiparallelen Ausrichtung der Spins zum Magnetfeld. Für ein Ensemble von Protonen ist das Verhältnis der Besetzungszahlen im thermischen Gleichgewicht (GG) durch die Boltzmann-Verteilung gegeben

$$(N_{m-1}/N_m) = \exp(-\gamma\hbar B_0/k_B T), \quad (2.4)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $T$  die absolute Temperatur ist. Nur die Differenz der Besetzungszahlen trägt zur makroskopischen Magnetisierung  $\vec{M}_0$  bei, die im thermischen GG mit  $\omega_0$  um  $\vec{B}_0$  rotiert. Die zeitliche Ableitung des Drehimpulses ist gleich dem Drehmoment,

daher gilt

$$\frac{d\vec{M}_0}{dt} = \gamma \vec{M}_0 \times \vec{B}_0. \quad (2.5)$$

Zur Vereinfachung der weiteren Betrachtung wird ein mit  $\omega_0$  um die z-Achse rotierendes Bezugssystem eingeführt, in dem  $\vec{M}_0$  im GG ruht. Im Folgenden wird im rotierenden Bezugssystem gerechnet.

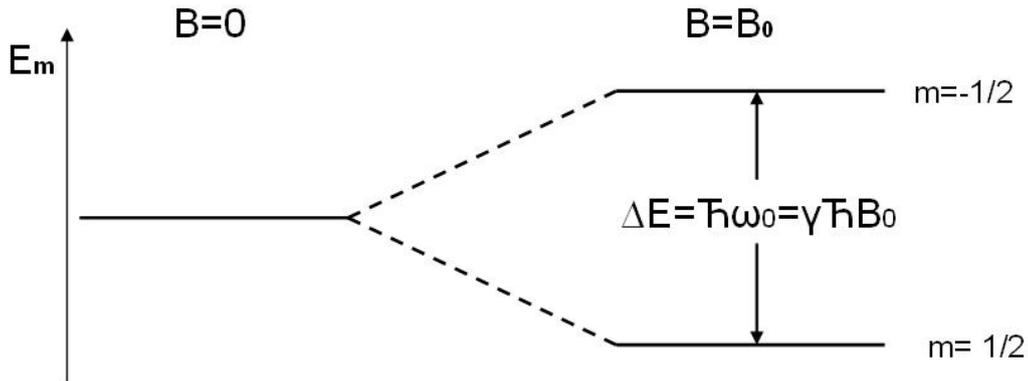


Abbildung 2.1: Aufspaltung der Energieniveaus eines Wasserstoffprotons, das einem Magnetfeld der Stärke  $B_0$  ausgesetzt ist.

### 2.1.2 HF-Anregung

Wird das GG gestört, zum Beispiel durch Überlagerung von  $B_0$  mit einem Hochfrequenzfeld (HF- oder RF-Feld)  $\vec{B}_1 = \vec{e}_x B_1$ , wird der Magnetisierungsvektor aus seiner GG-Lage ausgelenkt. Auf die Magnetisierung  $\vec{M}$  wirkt ein Drehmoment, das im rotierenden Bezugssystem durch  $\vec{M} \times \vec{B}_1$  gegeben ist. Ist das HF-Feld für eine begrenzte Zeit  $\Delta t$  aktiviert, wird der Magnetisierungsvektor um den Winkel  $\alpha$

$$\alpha = \gamma \int_0^{\Delta t} B_1(t) dt \quad (2.6)$$

um die x-Achse gekippt.  $\alpha$  wird Anregungs- oder Flipwinkel genannt. Ist  $\vec{B}_1$  nicht entlang der x-Achse gerichtet, wird der Winkel  $\varphi$  von  $\vec{B}_1$  bezüglich der x-Achse *Anregungsphase* genannt. Der Magnetisierungsvektor hat nach dieser Anregung transversale Komponenten  $M_T = M_0 \sin \alpha$  zusätzlich zur longitudinalen Magnetisierungskomponente  $M_z = M_0 \cos \alpha$ . Der Magnetisierungsvektor präzidiert nach der Anregung in der transversalen Ebene. Mit senkrecht zum Objekt ausgerichteten Spulen kann die transversale Magnetisierung  $M_T$  gemessen werden, da ihre Rotation einen zu  $M_T$  proportionalen Strom induziert. Das Signal klingt exponentiell ab, was freier Induktionsabfall (Free Induction Decay - FID) genannt wird.

### Selektive Anregungen

Mit der HF-Anregung werden Spins in bestimmten Frequenzbereichen angeregt. Der spektrale Verlauf eines Pulses  $P(\omega)$  ist gegeben durch die Fouriertransformierte seines Verlaufs im Zeitraum  $p(t)$ . Ist  $p(t)$  zum Beispiel sinc-förmig, entspricht der spektrale Verlauf einer Rechteckfunktion, bei dem nur Frequenzen innerhalb des Rechtecks  $\omega_1 < \omega < \omega_2$  angeregt werden, siehe Abbildung 2.2 (A). In MR-Messungen ist es möglich, nur bestimmte Bereiche im Objekt anzuregen, indem das Magnetfeld mit Hilfe von Magnetfeldgradienten  $\vec{G}$  zu einer Funktion des Ortes wird. Die Frequenz eines bestimmten Ortes  $\vec{r}$  in Anwesenheit von Magnetfeldgradienten  $\vec{G}$  ist gegeben durch

$$\omega(\vec{r}) = \gamma (B_0 + \vec{G} \cdot \vec{r}). \quad (2.7)$$

Liegt in Schichtrichtung ein Gradient an, kann mit der Anregung eine Schicht von beliebiger Dicke durch das Bild ausgewählt werden. Diesen Vorgang nennt man Schichtselektion. Er wird in Abbildung 2.2 veranschaulicht.

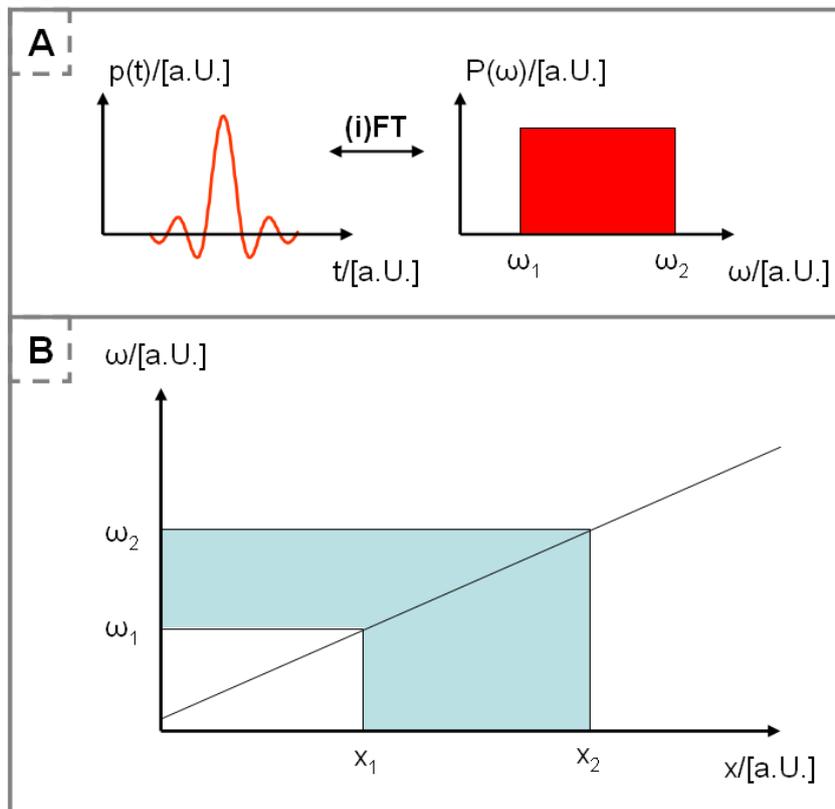


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung einer schichtselektiven Anregung. A) Das sinc-Profil des Pulses im Zeitraum  $p(t)$  entspricht im Frequenzraum einer Rechteckfunktion  $P(\omega)$ , die nur Spins mit  $\omega_1 < \omega < \omega_2$  anregt. B) Liegt zum Zeitpunkt des Pulses ein Gradient an, ist die Frequenz eine Funktion des Ortes. Mit dem Puls aus A) werden nur Spins im Bereich von  $x_1 < x < x_2$  angeregt.

Zur Schichtselektion werden sinc-förmige Anregungspulse verwendet. Eine weitere in dieser Arbeit verwendete Pulsform ist die des *harten* Pulses. Unter einem harten Puls versteht man einen

Puls, dessen Verlauf im Zeitraum eine Rechteckfunktion hat. Diese Pulse sind sehr kurz und für eine gezielte Schichtselektion nicht geeignet.

### 2.1.3 Relaxation

Nach der HF-Anregung nähert sich der Magnetisierungsvektor seiner GG-Lage entlang der z-Achse an. Die transversale Magnetisierung fällt ab, während sich die longitudinale Magnetisierungskomponente wieder ihrem Ausgangswert annähert. Dieser Vorgang wird Relaxation genannt. Phänomenologisch lässt sich dieser Vorgang mit den Relaxationszeiten T1 und T2 in den Blochgleichungen beschreiben.

#### T1-Relaxation

T1 charakterisiert die Zeit, in der sich die longitudinale Magnetisierung wieder ihrem Ausgangswert annähert. Man nennt diesen Prozess Spin-Gitter-Relaxation, da sie mit einer Energieabgabe an das Kristallgitter verbunden ist. Beschrieben wird die Längsrelaxation durch die lineare Differentialgleichung

$$\frac{dM_z(t)}{dt} = -\frac{M_z(t) - M_0}{T1} \quad (2.8)$$

beziehungsweise

$$M_z(t) - M_0 = (M_z(0) - M_0) \exp\left(\frac{-t}{T1}\right). \quad (2.9)$$

#### T2- und T2\*-Relaxation

T2 charakterisiert die Zeit, in der die transversale Magnetisierung abfällt. Sei die transversale Magnetisierung durch  $M_T = M_x + iM_y$  definiert und nimmt man an, dass auch das Verschwinden der transversalen Magnetisierung exponentiell verläuft, gilt

$$\frac{dM_T(t)}{dt} = -\frac{M_T(t)}{T2} \quad (2.10)$$

beziehungsweise

$$M_T(t) = M_T(0) \cdot \exp\left(\frac{-t}{T2}\right). \quad (2.11)$$

Gleichungen 2.8 und 2.10 werden auch die erweiterten Blochschen Gleichungen genannt. T1 und T2 sind gewebespezifische Konstanten. Tabelle 2.1 enthält Beispiele für verschiedene Gewebe des menschlichen Körpers bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Während T2 weitgehend unabhängig von der Hauptmagnetfeldstärke  $B_0$  ist, wird T1 mit der Feldstärke größer. Abbildung 2.3 zeigt die Verläufe der transversalen und longitudinalen Magnetisierung nach einem 90°-Anregungspuls. Durch lokale Magnetfeldschwankungen  $\Delta B$  kann die Phasenbeziehung zwischen den Spins schneller verloren gehen und das Signal schneller abfallen, als durch den T2-Zerfall vorgegeben. Lokale Magnetfeldschwankungen bestehen zum Beispiel im Umfeld von Makromolekülen, durch die die Protonen diffundieren, oder in der Nähe von Suszeptibilitätsübergängen. Der effektive Zerfall des Signals wird T2\*-Zerfall genannt, er ist zwei- bis dreimal schneller als der reine T2-Zerfall. Es gilt:

$$\frac{1}{T2^*} = \frac{1}{T2} + \gamma\Delta B. \quad (2.12)$$

	T1 (1.0T)/[ms]	T1 (1.5T)/[ms]	T2 / [ms]
Fett	240	240	84
Muskel	730	863	47
Weißer Hirnschicht	680	783	92
Graue Hirnschicht	809	917	101
Liquor	2500	3000	1400

Tabelle 2.1: T1- und T2-Relaxationszeiten verschiedener Stoffe. Während T2 weitgehend unabhängig vom angelegten Hauptmagnetfeld  $B_0$  ist, wird T1 bei steigender Feldstärke größer.

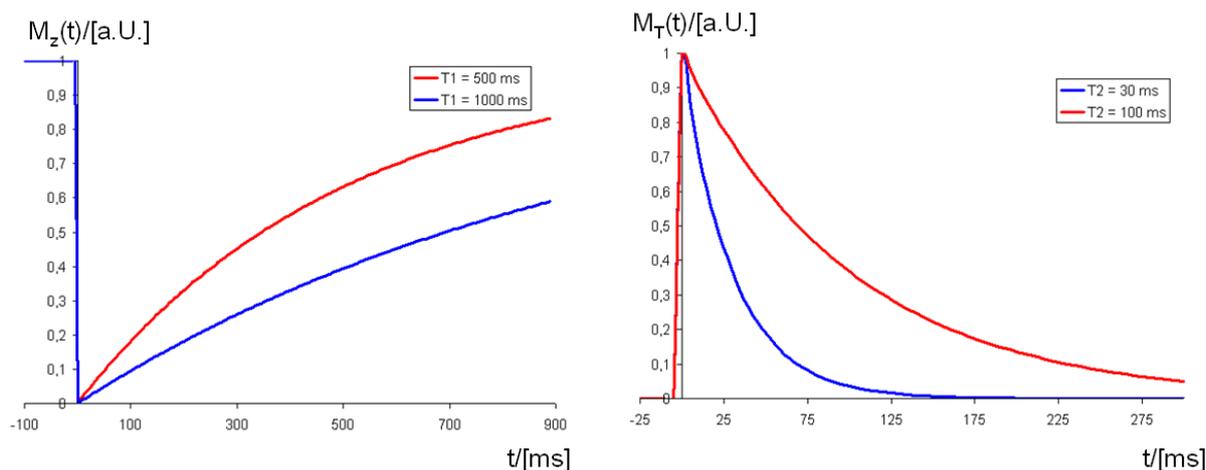


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der T1- und T2-Relaxationsprozesse gemäß Gleichungen 2.9 und 2.11 für verschiedene T1- und T2-Werte. Zur Zeit  $t = 0$  ms erfolgt ein Anregungspuls mit einem Flipwinkel von  $90^\circ$ .

## 2.2 Auftreten sehr kurzer T2-Zeiten

Die T2-Relaxation wird auch Spin-Spin-Relaxation genannt, da für die Abnahme der transversalen Magnetisierung die gegenseitige Wechselwirkung der Kernspins untereinander verantwortlich ist.

In der BPP-Theorie [3] von Nicolaas Bloembergen, Edward Mills Purcell und Robert Pound wird der entscheidende Einfluss von Dipol-Dipol-Wechselwirkungen auf die Relaxationszeiten für eine homogene Substanz beschrieben. Die Protonen eines statischen Wassermoleküls erfahren abhängig von der Lage des Moleküls ein Magnetfeld, das durch das magnetische Moment des anderen Protons gegenüber dem Hauptmagnetfeld um bis zu  $\pm 10 \mu\text{T}$  angehoben beziehungsweise gesenkt ist [4]. Die BPP-Theorie teilt Stoffe in drei verschiedene Klassen ein: a) Stoffe mit nahezu frei beweglichen Protonen, wie reines Wasser, b) Stoffe mit starken Bindungen, in denen die Bewegung der Protonen stark eingegrenzt ist, und c) Stoffe, deren Bindungsstärke zwischen den beiden ersten beiden Kategorien liegt, wie viskose Flüssigkeiten und verschiedene Gewebetypen. Nur in Festkörpern, in denen Protonen kovalent gebunden sind, liegt ein näherungsweise statisches Verhalten vor. Dort dephasieren die Spins aufgrund der starken Magnetfeldunterschiede in sehr kurzen Zeitintervallen, beispielsweise  $11 \mu\text{s}$  im annähernd statischen Fall von in Eis gebundenen

Protonen.

In anderen Stoffen führt thermische Energie zu Translations- und Rotationsbewegungen der Protonen. Durch diese Bewegung ändern sich die lokalen Magnetfelder ständig. Daraus folgt, dass die effektive Dephasierung eines Protons im zeitlichen Mittel deutlich langsamer abläuft, da es sowohl Dephasierungen als auch Rephasierungen durch entgegengesetzt gerichtete Magnetfelder erfährt. Die thermische Bewegung kann durch die Korrelationszeit  $\tau_c$  charakterisiert werden. Sie ist definiert als die Zeit, in der eine bestimmte Situation bewahrt wird oder sich die Molekülorientierung ändert [4]. Je länger  $\tau_c$  ist, desto schneller ist die effektive Dephasierung der Spins. Ist  $\tau_c$  sehr kurz, ändern sich die Magnetfelder sehr schnell und die effektive Dephasierung läuft deutlich verlangsamt. Die Korrelationszeiten liegen im Bereich von  $\tau_{cs} = 10^{-5}$  s bei Festkörpern,  $\tau_{cv} = 10^{-9}$  s bei viskosen Flüssigkeiten und  $\tau_{cl} = 10^{-12}$  s bei Flüssigkeiten. Abbildung 2.4 zeigt das Frequenzspektrum  $N(\omega)$  thermischer Bewegungen für verschiedene Stoffe,  $\omega_c = 1/\tau_c$ .

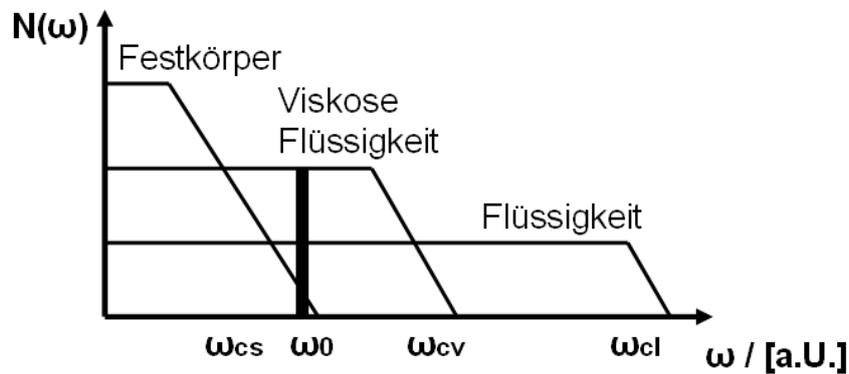


Abbildung 2.4: Frequenzspektrum  $N(\omega)$  von thermischen Bewegungen mit den Korrelationsfrequenzen  $\omega_c = 1/\tau_c$ .

Die BPP-Theorie verknüpft die Korrelationszeit  $\tau_c$  mit den Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$  der Spins. Es werden Formeln für die Relaxationszeiten  $T_1$  und  $T_2$  hergeleitet, die neben den Korrelationszeiten  $\tau_c$  von der Hauptmagnetfeldstärke, dem Abstand zwischen den Kernen und dem magnetischen Dipolmoment abhängen. Es wird gezeigt, dass  $T_2$  mit steigender Korrelationszeit und Bindungsstärke sinkt, während  $T_1$  bei einem bestimmten  $\tau_c$  ein Minimum erreicht und danach wieder steigt.

Die Ergebnisse der mit der BPP-Theorie ermittelten Relaxationszeiten stimmen für homogene Stoffe gut mit gemessenen Werten überein. Zum Beispiel errechnet die BPP-Theorie für freies Wasser bei einer Hauptmagnetfeldstärke von 1,5 T für  $T_1$  und  $T_2$  jeweils 3920 ms, was mit den gemessenen Ergebnissen von ungefähr 3600 ms fast übereinstimmt. Für inhomogene Stoffe, wie sie im menschlichen Körper vorkommen, liefert die BPP-Theorie keine befriedigenden Ergebnisse. In einem Stoff befinden sich Protonen in verschiedenen Bindungstypen, die sich nicht klar den drei angenommenen Stoffklassen zuordnen lassen. Es ist daher entscheidend, welche Komponenten im Stoff am häufigsten vertreten sind.

Tabelle 2.2 enthält Beispiele von Stoffen des menschlichen Körpers mit kurzen  $T_2$ -Zeiten [5]. Die dort aufgeführten Stoffe bestehen überwiegend aus Komponenten mit kurzen  $T_2$ -Werten. Auch Stoffe mit längeren  $T_2$ -Werten enthalten Komponenten mit kurzem  $T_2$ , dort sind diese aber in der Minderheit.

Stoff	Mittleres T2 / [ms]
Knochenhaut	5-11
Meniscus	5-8
Bänder	4-10
Achillessehne	0,25-0,7
Knochen	0,4-0,5
Dentin	0,15
Zahnschmelz	0,07
Protonen in Proteinen	0,01
Protonen in Feststoffen (z.B. Kalzium)	< 0,001

Tabelle 2.2: Stoffe mit kurzen T2-Zeiten bei 1.5 T, entnommen aus [5]

Festkörper und Feststoffe, wie kristalline Komponenten des Knochens, haben sehr kurze T2-Zeiten. Auch Protonen in Makromolekülen von Membranen oder mit eng gebundenem Wasser sind relativ unbeweglich und haben kurze T2-Zeiten. Weniger stark an Makromoleküle gebundene Protonen in Wassermolekülen haben längere T2-Zeiten. In Stoffen wie Sehnen und Bändern, die einen hohen Anteil von linear geordnetem Collagen enthalten, weisen an Collagen gebundene Protonen starke Dipol-Wechselwirkungen auf und haben kurze T2-Zeiten.

Bei Erkrankungen kann der Anteil von Komponenten mit kurzem T2 steigen, wie beispielsweise bei chronischer Fibrose, Kalzifizierungen, Blutungen, Ablagerungen von paramagnetischen Stoffen, durch Kryoablationen oder durch Verabreichung von Eisenoxidpartikeln. Dabei kann der Anteil von Komponenten mit kurzen T2-Zeiten entweder durch Verkürzung längerer T2-Zeiten oder Anreicherung von Stoffen mit kurzem T2 steigen. Andererseits gibt es Krankheitsbilder, die den Anteil von kurzen T2-Komponenten senken können. Das geschieht meist bei Erkrankungen, die T1- und T2-Zeiten verlängern, wie zum Beispiel Ödemen, Entzündungen, Infektionen, Infarkten und vielen Tumoren. Der Verlust an in hohem Maße geordneten Strukturen senkt den Anteil und die Konzentration von Komponenten mit kurzem T2, womit die T2-Zeit in diesem Bereich steigt.

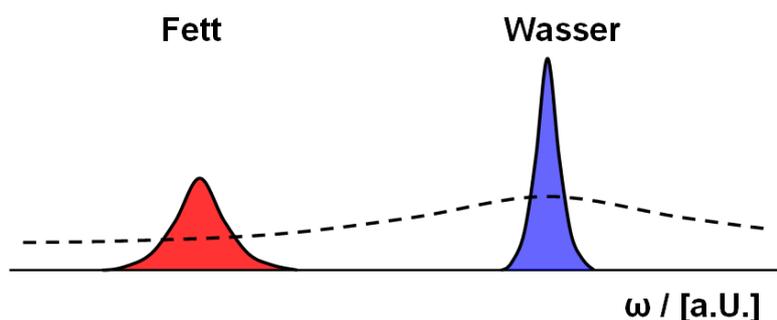


Abbildung 2.5: Frequenzspektrum bei MR-Untersuchungen mit dem scharfen Wasser- (blau) und dem breiteren Fettpeak (rot). Stoffe mit kurzem T2 haben ein breites Frequenzspektrum, wie durch die gestrichelte Linie angedeutet.

Stoffe mit kurzem T2 weisen im Allgemeinen ein breites Frequenzspektrum auf. Die Resonanzfrequenz von freiem Wasser beträgt  $\omega_0 = \gamma B_0$ , siehe Gleichung 2.3. Wasserstoffprotonen in Fettgewebe haben aufgrund der in den Fettmolekülen vorherrschenden lokalen Magnetfelder eine um ca. 3.5 ppm verschobene Resonanzfrequenz. Bei 1.5 T entspricht das ca. 220 Hz. Die Resonanzfrequenzverschiebung von Fett nennt man *Chemical Shift*. Bei Stoffen mit sehr kurzem T2 ist die Resonanzfrequenz sehr breit. Abbildung 2.5 zeigt den Wasser- und Fettpeak (blau und rot) im Frequenzspektrum, sowie die Resonanzfrequenzen von Stoffen mit kurzen T2-Werten (gestrichelt).

## 2.3 Grundlagen der Magnetresonanztomographie - MRI

### 2.3.1 Fourier-Bildgebung

In der Magnetresonanztomographie wird ein zwei- oder dreidimensionales tomographisches Bild des gemessenen Objektes erstellt. Zur Ortsauflösung werden Magnetfeldgradienten verwendet, um eine Ortsabhängigkeit der Larmorfrequenzen gemäß Gleichung 2.7 zu erreichen. Zusätzlich zur Ortsabhängigkeit der Frequenzen erhalten die Spins bei eingeschaltetem Gradientenfeld auch eine orts- und zeitabhängige Phase  $\Phi$ , die im rotierenden Bezugssystem durch

$$\Phi(\vec{r}, t) = \gamma \left( \vec{G} \cdot \vec{r} \right) t \quad (2.13)$$

gegeben ist. Die Gradienten  $G(t)$  werden in den einzelnen Raumrichtungen  $j$  und für unterschiedliche Zeitintervalle eingeschaltet. Die Definition

$$k_j(t) = \gamma \int_0^t G_j(t) dt \quad (2.14)$$

beschreibt den sogenannten k-Raumwert  $k$  in der Raumrichtung  $j$  zu einer bestimmten Zeit, abhängig vom Gradientenverlauf  $G_j(t)$ . Das von der Spule akquirierte komplexe Messsignal lässt sich als das Volumenintegral über das gemessene Objekt

$$S(t) = \iiint \rho(\vec{r}) e^{\Phi(\vec{r}, t)} d^3r \quad (2.15)$$

darstellen.  $\rho(\vec{r})$  stellt die effektive Spindichteverteilung im Objekt unter Vernachlässigung von Relaxationsprozessen dar. Diese Gleichung lässt sich mit den Gleichungen 2.14 und 2.13 zu

$$S(t) = \iiint \rho(\vec{r}) e^{i(x k_x + y k_y + z k_z)} d^3r \quad (2.16)$$

umschreiben. Das gemessene komplexe Signal entspricht damit der Fouriertransformierten der effektiven Spindichteverteilung  $\rho(\vec{r})$ .

Während einer MR-Datenakquisition wird für jede Raumrichtung  $j$  die Anzahl von  $N_j$  komplexen Datenpunkten gemessen. Um Einfaltungen im Bild zu vermeiden, muss die Nyquistbedingung in jede Raumrichtung erfüllt sein. Sie besagt, dass die Abtastfrequenz größer als die doppelte maximale Signalfrequenz sein muss. Mit der zu messenden Bildausdehnung (Field of View - FOV) in diese Richtung  $FOV_j$  folgt die maximal zu messende Ausdehnung des k-Raums in Richtung  $j$

mit

$$k_{max,j} = \pm \frac{N_j}{2 FOV_j} = \pm \frac{1}{2R_j}. \quad (2.17)$$

$R_j$  ist die Auflösung des Bildes in Richtung  $j$ . Die Zeit  $\Delta t$ , die während der Akquisition zwischen zwei Auslesepunkten vergeht, wird *Dwelltime* genannt. Ihr Kehrwert wird Auslesebandweite  $BW$  genannt. Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. *Signal to Noise Ratio* - SNR) der Messung sinkt mit steigender Auslesebandweite [6] gemäß

$$\text{SNR} \sim \frac{1}{\sqrt{BW}}. \quad (2.18)$$

### 2.3.2 MR-Sequenzen

In der MR-Messung wird der zwei- oder dreidimensionale  $k$ -Raum mit gemessenen Werten aufgefüllt. Bei zweidimensionalen Messungen wird mit einer schichtselektiven Anregung eine Schicht im Objekt angeregt. Bei dreidimensionalen Messungen kann ein selektiver Puls den zu messenden Bereich anregen. Dies wird *slab*-selektive Anregung genannt. Mit nicht-selektiven Pulsen wird das gesamte Objekt angeregt.

In der Standardbildgebung werden pro Anregung zumeist eine oder mehrere Linien durch den  $k$ -Raum ausgelesen. Das Zusammenspiel von Senden (Transmission - TX) und Empfangen (Receive - RX), sowie die Gradientenverläufe in den Raumrichtungen werden unter dem Namen 'Sequenz' zusammengefasst.

In Standard-MR-Sequenzen werden Daten nicht im FID direkt nach der Anregung, sondern während eines sogenannten Echos ausgelesen. Die Echozeit  $TE$  ist definiert als *Time to Echo*, der Zeit zwischen Pulsmitte und Echo. Das Echo ist per Definition das  $k$ -Raum-Zentrum, in dem die Spins wieder rephasiert sind.

In MR-Sequenzen werden die Raumrichtungen *Schichtselektions*-, *Phasenkodier*- oder *Auslese*-*richtung* genannt. Die Schichtrichtung, im dreidimensionalen Fall auch *Partitionsrichtung* genannt, steht senkrecht auf der Schicht. Phasenkodier- und Ausleserichtung liegen orthogonal in der zu messenden Schicht.

#### Spin-Echo-Sequenz

Echos können prinzipiell auf zwei unterschiedliche Weisen erzeugt werden. Bei einem Spin-Echo (SE) wird zur Zeit  $t = TE/2$  nach dem Anregungspuls ein Puls mit einem Flipwinkel von  $180^\circ$  gesendet. Dadurch werden die Phasen der Spins in der transversalen Ebene um  $180^\circ$  gedreht, sodass sie sich zur Echozeit  $TE$  wieder refokussieren. Dieser Vorgang wird in Abbildung 2.6 verdeutlicht. Mit einem Spinecho können auch Spins im Einflussbereich lokaler Magnetfeldinhomogenitäten wieder refokussiert werden. Das Signal zum Echozeitpunkt ist im Vergleich zum Signal in der Mitte der Anregung mit  $T_2$  exponentiell zerfallen.

#### Gradienten-Echo-Sequenz

Eine weitere Möglichkeit zur Refokussierung der Spins ist das sogenannte Gradienten-Echo (GRE). Bei einem Gradienten-Echo werden alle durch die Gradienten erzeugten Dephasierungen wieder ausgeglichen, indem die Dephasierungsrichtung durch Umpolung der Gradienten umgedreht wird, siehe Abbildung 2.7. Dephasierungen durch Magnetfeldinhomogenitäten oder Suszeptibilitätseffekte können auf diese Weise nicht ausgeglichen werden, da betroffene Spins weiter dephasieren.

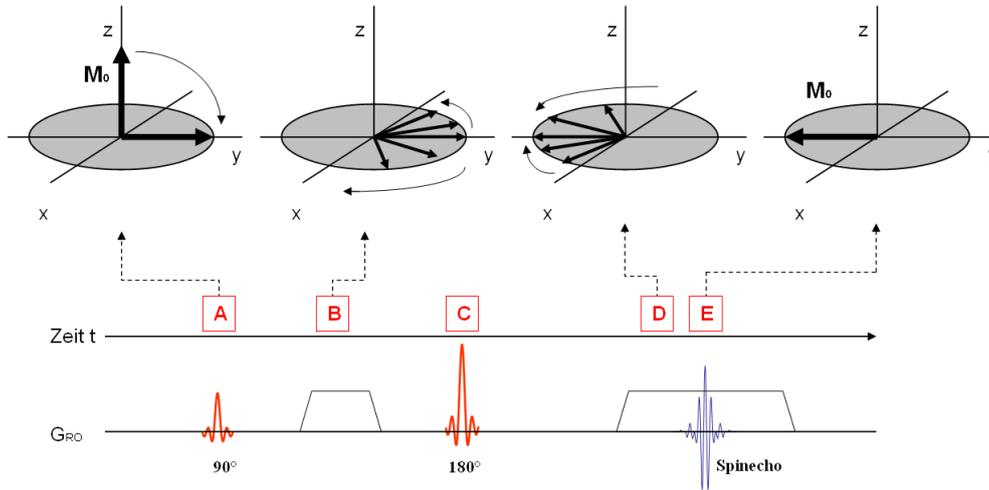


Abbildung 2.6: Zeitliche Entwicklung des Magnetisierungsvektors  $\vec{M}$ , des Signal- und Pulsverlaufs und des Auslesegradienten bei einer Spin-Echo-Sequenz. Zur Zeit  $t = 0$  (A) wird der Magnetisierungsvektor  $\vec{M}$  durch einen Anregungspuls (hier ein 90°-Puls) um die x-Achse in die transversale Ebene auf die positive y-Achse gedreht. Mit dem Vordephasiergradienten (B) wird die Phase der Spins ortsabhängig aufgefächert. Zur Zeit  $t = TE/2$  (C) bewirkt der 180°-Refokussierungspuls eine Spiegelung der Magnetisierungsvektoren an der x-Achse. Mit dem Auslesegradienten (D), der die gleiche Polarität wie der Vordephasiergradient hat, werden die Phasen zum Echozeitpunkt  $t = TE$  rephasiert (E).

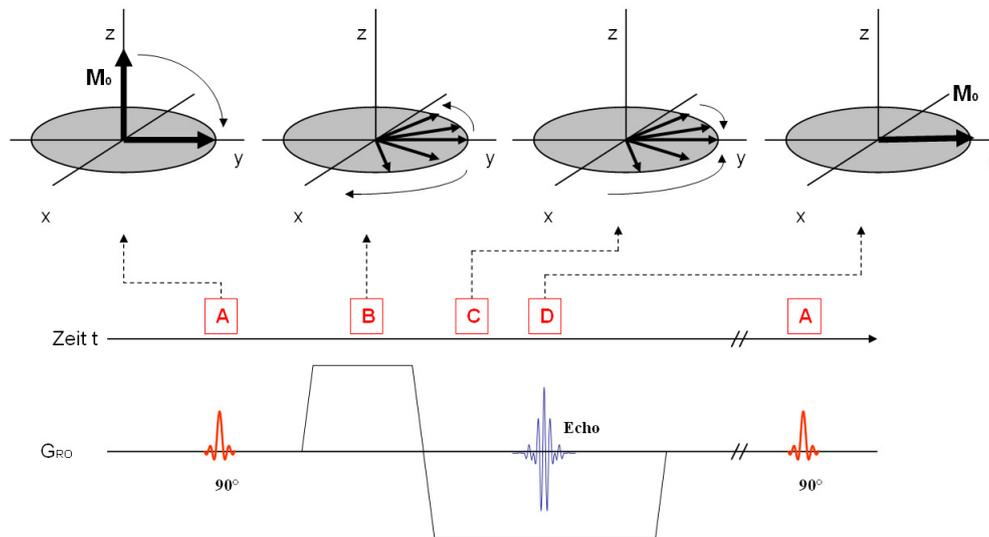


Abbildung 2.7: Zeitliche Entwicklung des Magnetisierungsvektors  $\vec{M}$ , des Signal- und Pulsverlaufs und des Auslesegradienten bei einer Gradienten-Echo-Sequenz. Zur Zeit  $t = 0$  (A) wird der Magnetisierungsvektor  $\vec{M}$  durch einen Anregungspuls (hier ein 90°-Puls) um die x-Achse in die transversale Ebene auf die positive y-Achse gedreht. Mit dem Vordephasiergradienten (B) wird die Phase der Spins ortsabhängig aufgefächert. Wird dieser invertiert (C), refokussieren die Spins zur Echozeit  $t = TE$  und ein Echo wird erzeugt (D).

Zum Echozeitpunkt ist das Signal daher exponentiell mit  $T2^*$  zerfallen. Vorteil im Vergleich zu einem Spin-Echo sind kürzere minimale Echo- und Repetitionszeiten und damit eine kürzere minimale Messzeit.

### k-Raum-Trajektorien

Die meisten MR-Sequenzen messen kartesische Linien durch den k-Raum. Abbildung 2.8 zeigt schematisch den Ablauf einer zweidimensionalen kartesischen Gradienten-Echo-Sequenz. Nach einer schichtselektiven Anregung ändern die Phasenkodiergradienten den k-Raumwert in Phasenrichtung auf den vorgesehenen Wert, während die Vordephasiergradienten den k-Raum-Wert in Ausleserichtung an den k-Raum-Rand bewegen. Dieser Gradient wird danach invertiert und eine Zeile durch den k-Raum ausgelesen. In der nächsten Repetition wird in Phasenkodierichtung ein anderer Wert eingestellt und der k-Raum Linie für Linie gefüllt.

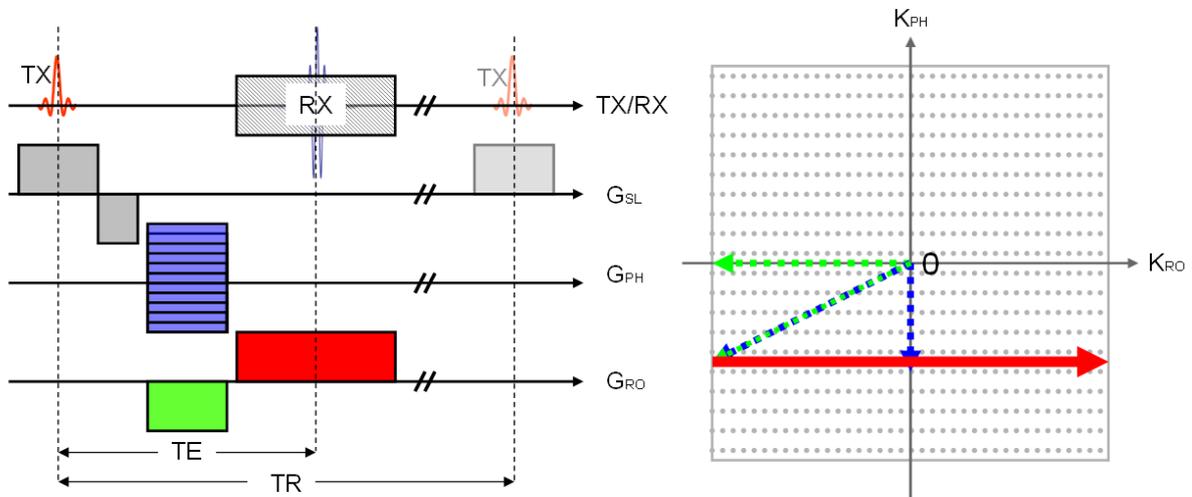


Abbildung 2.8: Schematischer Ablauf einer Repetition der 2D Gradienten-Echo-Sequenz. Nach einer schichtselektiven Anregung gleicht ein Gradient in Schichtrichtung die Phase aus, die während der Anregung entstanden ist. Danach oder zeitgleich erzeugt der Phasenkodiergradient das für die k-Raum-Zeile benötigte Gradientenmoment in Phasenrichtung (PH) wie rechts durch den gestrichelten blauen Pfeil angedeutet. Zeitgleich wird auch in Ausleserichtung (RO) ein Gradientenmoment erzeugt, das, wie rechts mit dem grün gestrichelten Pfeil angedeutet, das System in RO-Richtung an den Rand des k-Raums bringt. Dieser Gradient wird umgepolt und eine Zeile durch den k-Raum akquiriert (roter Pfeil). Zur Repetitionszeit  $TR$  nach dem Puls folgt der Anregungspuls der nächsten Repetition, mit der eine andere k-Raum-Zeile akquiriert wird.

Abgesehen von der k-Raum-Abtastung entlang kartesischer Linien kann der k-Raum prinzipiell auf beliebigen Trajektorien abgetastet werden. Gängig sind neben der kartesischen Abtastung radiale oder auch spiralförmige Trajektorien, wie schematisch in Abbildung 2.9 gezeigt. Bei radialen Messungen wird die Anzahl  $N_P$  sogenannter Speichen oder Projektionen durch den k-Raum gemessen, die sich im k-Raum-Zentrum kreuzen. Im Vergleich zu einer kompletten Projektion, die quer durch den gesamten abzutastenden k-Raum verläuft, wird mit einer sogenannten *Halbprojektion* nur die Hälfte einer Projektion ausgelesen. Eine Halbprojektion verläuft zum Beispiel vom k-Raum-Zentrum bis zum Rand des k-Raums.

Die aufgenommenen Projektionen müssen den k-Raum gleichmäßig abdecken. In zweidimensionalen Messungen folgt daraus ein konstanter Winkel  $\phi = 180^\circ/N_P$  zwischen den Projektionen. Bei dreidimensionaler Kodierung müssen die Projektionen gleichmäßig auf eine Kugel verteilt sein. Da bei radialen Messungen das k-Raum-Zentrum mit jeder Messung abgetastet wird, sind sie robuster gegen Patientenbewegungen während der Messung.

Um bei radialer Abtastung des k-Raums die Nyquistbedingung zu erfüllen, müssen wie in [7] gezeigt bei einer Anzahl von  $R$  Punkten pro Halbprojektion in zweidimensionalen Messungen

$$N_P = 2 \pi R \tag{2.19}$$

und in dreidimensionalen Messungen

$$N_P = 4 \pi R^2 \tag{2.20}$$

Halbprojektionen aufgenommen werden.

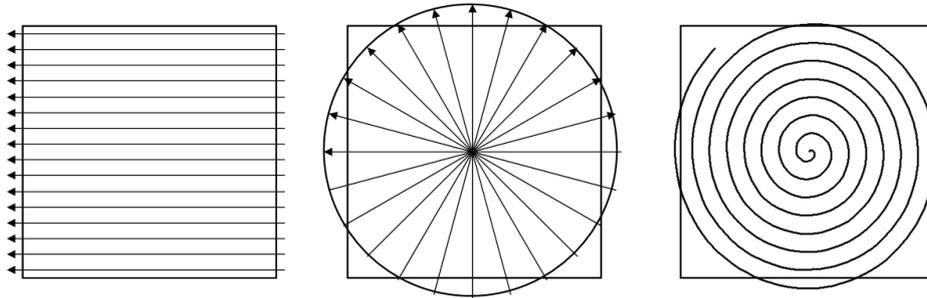


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung verschiedener k-Raum-Trajektorien. Bei kartesischen Sequenzen werden Linien durch den k-Raum aufgenommen (links). Radiale Sequenzen messen radiale Projektionen oder Speichen durch den k-Raum (mitte), die sich zumeist im k-Raum-Zentrum schneiden. Rechts ist schematisch eine spiralförmige Trajektorie gezeigt.

### 2.3.3 Kontrastverhalten

Durch Wahl der Echozeit TE und der Repetitionszeit TR zwischen den Anregungen lässt sich das Kontrastverhalten gezielt verändern. Gewichtungen nach Protonendichte (PD), T1, T2 oder T2\* sind möglich. Tabelle 2.3 zeigt, welche Gewichtungen bei verschiedenen Einstellungen erreicht werden. Spin-Echo-Sequenzen ermöglichen eine T2- und Gradienten-Echo-Sequenzen eine T2\*-Gewichtung.

	TR kurz	TR lang
TE kurz	T1 Kontrast	PD Kontrast
TE lang		T2(*) Kontrast

Tabelle 2.3: Übersicht verschiedener Kontraste bei unterschiedlichen Echo- und Repetitionszeiten

### Steady-State-Messungen

Bei kurzen Repetitionszeiten ist die longitudinale Magnetisierung  $M_z$  zum Zeitpunkt der darauffolgenden Anregung gegebenenfalls noch nicht wieder bis zum Ausgangswert  $M_0$  relaxiert. Nach ein paar Repetitionen stellt sich ein sogenannter Steady-State ein, in dem die longitudinale Magnetisierung vor dem darauf folgenden Puls immer den Wert  $M_0'$  hat. Ist die Echozeit kurz gegen die T2-Zeit des Stoffes ( $TE \ll T2$ ), ist das zu erwartende Signal in Abhängigkeit von T1, TR und dem Flipwinkel  $\alpha$  durch

$$S = M_0 \sin(\alpha) \frac{1 - \exp(-TR/T1)}{1 - \cos(\alpha) \exp(-TR/T1)} \quad (2.21)$$

gegeben. Diese Gleichung wird Ernst-Gleichung genannt. Sie hat ihr Maximum, wenn

$$\cos(\alpha_E) = \exp\left(\frac{-TR}{T1}\right) \quad (2.22)$$

erfüllt ist.  $\alpha_E$  wird Ernst-Winkel [8] genannt. Für eine gegebene Repetitionszeit TR und Relaxationszeit T1 wird mit dem Flipwinkel  $\alpha_E$  das höchste SNR erzielt, beispielsweise  $\alpha_E = 5^\circ$  für einen Stoff mit T1 = 800 ms bei einer Repetitionszeit von TR = 3 ms.

### Vorpulse

Durch Vorpulse, die vor dem Anregungspuls appliziert werden, lässt sich der Kontrast des Bildes gezielt beeinflussen. Ein Beispiel für einen Vorpuls, der den T1-Kontrast beeinflusst, ist der sogenannte Inversion-Recovery (IR)-Puls. Der IR-Puls hat einen Flipwinkel von  $180^\circ$ , wodurch die longitudinale Magnetisierung  $M_z$  invertiert wird und sich gemäß Gleichung 2.9 wieder aufrichtet. Erfolgt der Inversionspuls zur Zeit  $TI = T1 \ln(2)$  vor dem Anregungspuls, ist  $M_z$  zu diesem Zeitpunkt gleich Null und Stoffe mit diesen T1 liefern keinen Beitrag zur transversalen Magnetisierung. Sie erscheinen im Bild dunkel.

Weitere Vorpulse können spektral selektiv bestimmte Frequenzen sättigen. Der Fettsättigungspuls unterdrückt spektral selektiv den Fettpeak in Abbildung 2.5. Bei Messungen von Stoffen mit sehr kurzem T2 werden wegen der breiten spektralen Verteilung dieser Komponenten durch einen Fettsättigungspuls auch 10% bis 20% des Signals dieser Stoffe gesättigt, siehe [5]. Für Fettsättigungen gibt es den FatSat- oder SPAIR-Puls [9], zum Unterdrücken von Protonen mit  $\omega_0$  wird der Water-Saturation-Puls verwendet.

#### 2.3.4 Bildrekonstruktion

In der Fourier-Bildgebung erfolgt die Bildrekonstruktion durch eine inverse Fouriertransformation des k-Raums. Im Bildraum werden die Daten meist als Betrags- oder Phasenwerte im Bild dargestellt. Bei kartesischer Datenakquisition ist vor der inversen Fouriertransformation keine Bearbeitung der Daten nötig. In nicht-kartesischen Trajektorien werden die gemessenen Daten meist erst auf ein kartesisches Gitter interpoliert - auch Gridding genannt - bevor eine inverse Fouriertransformation angewandt wird.

Bevor die Daten bei radialen Messungen auf das kartesische Gitter interpoliert werden, muss eine Dichtematrix  $\omega_n$  auf die Daten angewandt werden. Wie in Abbildung 2.9 (Mitte) zu erkennen, ist die Punktdichte bei radialen Messungen im k-Raum-Zentrum deutlich höher als in den Außenbereichen des k-Raums. Die Dichtematrix  $\omega_n$  gleicht diese Unterschiede aus. Für eine

Halbprojektion durch den k-Raum ist sie bei zweidimensionalen Messungen durch

$$\omega_n(r) = \begin{cases} 1/N_P & , \text{ falls } r \equiv 0, \\ \pi \frac{2r+1}{N_P} & , \text{ sonst} \end{cases} \quad (2.23)$$

und bei dreidimensionalen Messungen durch

$$\omega_n(r) = \begin{cases} 1/N_P & , \text{ falls } r \equiv 0, \\ 4\pi \frac{3r^2+3r+1}{3N_P} & , \text{ sonst} \end{cases} \quad (2.24)$$

gegeben. Der Abstand  $r$  ist der normierte Abstand vom k-Raum-Zentrum.

## 2.4 Aufbau eines MRTs

Abbildung 2.10 zeigt ein Foto und den schematischen Aufbau eines klinischen MRTs. Der äußere Teil besteht in diesem Fall aus der supraleitenden Spule, die das Hauptmagnetfeld  $B_0$  erzeugt und ständig mit flüssigem Helium gekühlt werden muss. Die Kühlung erfolgt mithilfe des sogenannten Kaltkopfs.

Weiter innen ist die Gradientenspule eingebaut, die die zur Bildgebung benötigten Gradientenfelder erzeugen kann. Man unterscheidet zwischen der maximal in einer Raumrichtung möglichen Gradientenstärke  $G_{max,j}$  - der sogenannten nominellen Gradientenstärke - und der absolut möglichen Gradientenstärke  $G_{MAX}$ , die durch  $G_{MAX} = \sqrt{\sum G_{max,j}^2}$  gegeben ist. Typische maximale absolute Gradientenstärken bei klinischen MRTs betragen zwischen 40 und 80 mT/m. Die nominellen Gradientenstärken sind ungefähr um den Faktor  $1/\sqrt{3}$  kleiner. Die Geschwindigkeit, in der eine bestimmte Gradientenstärke erreicht werden kann, nennt man *Slewrates*. Ihr maximaler Wert beträgt im Allgemeinen 150 bis 200 mT/m/ms. Das Hoch- und Herunterfahren der Gradienten wird auch *Rampen* genannt. Vor allem während des Rampens der Gradienten können Wirbelströme und Gradientenfelder höherer Ordnung entstehen, sogenannte *Concomitant Gradient Terms*. Durch beide Effekte können die Kodierung der Spins, Schichtselektionen und spektrale Vorpulse gestört werden.

MRI-Untersuchungen sind zumeist so laut, dass der Patient Gehörschutz tragen muss. Der Hauptgrund für die hohe Lärmentwicklung ist das schnelle An- und Abschalten der Gradientenfelder während der Untersuchung. Durch die sich schnell ändernden hohen Ströme in der Gradientenspule entstehen in ihr Verzerrungen und Schwingungen. Diese Schwingungen werden nach außen übertragen und sind als laute Geräusche hörbar.

Zwischen der Gradientenspule und dem Patienten befindet sich die Sende- und Empfangsspule, die die Anregungs-HF-Felder erzeugen und auch die MR-Signale messen kann - sie wird *Body-Coil* genannt. Die maximale  $B_1$ -Amplitude der *Body-Coil* beträgt auf klinischen Scannern ungefähr 40  $\mu$ T. Bei MR-Messungen werden meist lokale Akquisitionsspulen verwendet, die näher an der zu messenden Körperregion liegen. Diese Spulen sind entweder reine Empfangsspulen (RX-Spulen) oder Sende- und Empfangsspulen (TX/RX-Spulen). Bei RX-Spulen erfolgt die Anregung durch die *Body-Coil*. TX/RX-Spulen erzeugen das  $B_1$ -Feld selbst und messen das MR-Signal.

Bei RX-Spulen wird die Empfangsspule gezielt verstimmt, während die *Body-Coil* den Puls appliziert, da andernfalls ein starker Strom in der RX-Spulen induziert werden würde und diese beschädigt werden könnte. Nach dem Sendevorgang benötigt das System eine gewisse Zeit - Totzeit

genannt -, in der nicht gemessen werden kann. In dieser Zeit muss zum einen die Empfangsspule wieder gestimmt werden und zum anderen die in der Body-Coil gespeicherte Sendenergie abklingen. Dies ist auch bei TX/RX-Spulen der Fall, wo nach dem Sendevorgang die Sendenergie abklingen muss, bevor mit der Datenakquisition begonnen werden kann. Bei klinisch verwendeten Spulen beträgt die Totzeit ungefähr 40 bis 150  $\mu$ s.

Zur Messung wird der Patient in den Magneten gefahren und die zu messende Körperregion in der Mitte des MRTs, dem sogenannten Isozentrum, platziert. Dort erreichen das Hauptmagnetfeld und die Gradienten ihre höchste Homogenität und Linearität.

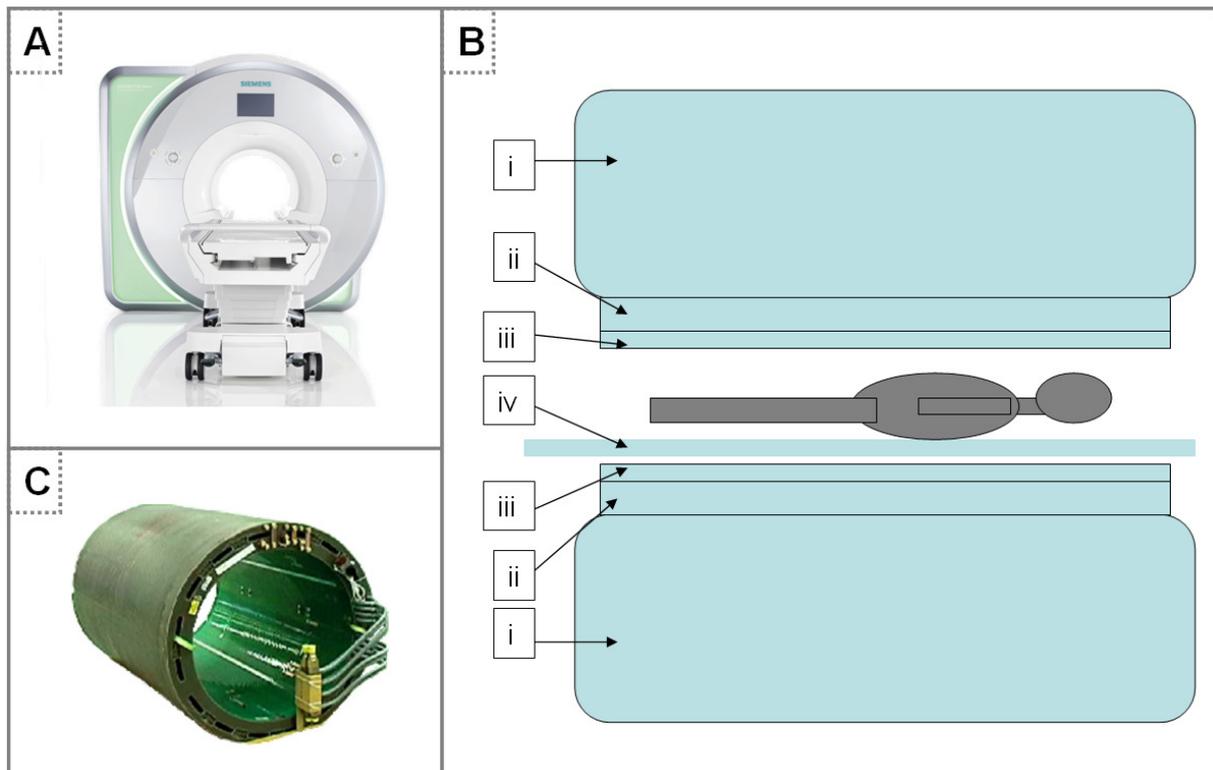


Abbildung 2.10: A) Frontalansicht eines klinischen MRTs. B) Schematischer Aufbau eines MRTs (sagittaler Schnitt): i supraleitende Hauptmagnetfeldspule, ii Gradientenspule, iii Sende- und Empfangsspule, iv Patientenliege. C) Foto einer Gradientenspule.

## 3 MR-Messungen mit ultrakurzen Echozeiten

In MR-Messungen zerfällt die transversale Magnetisierung mit T<sub>2</sub>. Standard-MR-Sequenzen ermöglichen in klinischen Untersuchungen minimale Echozeiten im Bereich von mehreren Millisekunden bei SE-Sequenzen und bis zu einer Millisekunde bei GRE-Sequenzen. Signale von Stoffen mit einem T<sub>2</sub>-Wert von deutlich unter einer Millisekunde sind mit Standardsequenzen nicht messbar, da das Signal zum Aufnahmezeitpunkt bereits zerfallen ist. Diese Stoffe erscheinen im Bild dunkel wie Luft oder Rauschen. Im menschlichen Körper findet man kurze T<sub>2</sub>-Werte in Stoffen mit starken Bindungen wie Zähnen und Knochen, aber auch Sehnen und Bändern, siehe Tabelle 2.2 auf Seite 18.

In den vergangenen Jahren wurden spezielle Sequenzen zur Bildgebung von Stoffen mit sehr kurzen T<sub>2</sub>-Zeiten entwickelt. Anders als in Standardsequenzen, in denen Daten während eines Echos akquiriert werden, messen Sequenzen mit ultrakurzer Echozeit (UEZ) bereits im Free Induction Decay (FID) direkt nach der Anregung, wie schematisch in Abbildung 3.1 gezeigt. So ist es möglich, Echozeiten im Mikrosekundenbereich zu erreichen. Eine linienweise Abtastung des k-Raums ist wegen der fehlenden Zeit für Phasenkodierung nicht möglich. Die Abtastung des k-Raums erfolgt daher durch die Messung einzelner Punkte oder mit Halbprojektionen, die radial aus dem k-Raum-Zentrum nach außen verlaufen.

Viele Regionen des menschlichen Körpers wurden bereits mit UEZ-Sequenzen untersucht. Klinische Applikationen dieser Sequenzen finden sich im Bereich Orthopädie, Zahnbildgebung und vielen anderen Spezialapplikationen. Studien der Sehnen [10], Bänder [11], Knochen [12] und Wirbelsäule [13] sind in der Literatur zu finden.

Bei Messungen mit UEZ-Sequenzen kann nicht zwischen T<sub>2</sub>- oder T<sub>2</sub>\*-Zerfall unterschieden werden. Neben der Möglichkeit, Signal von Stoffen mit extrem kurzem T<sub>2</sub> zu messen, bieten UEZ-Sequenzen daher die Möglichkeit, Stoffe mit sehr kurzen T<sub>2</sub>\*-Zeiten zu messen. Die Dephasierung der Spins im Zeitraum zwischen Anregung und Akquisition ist viel geringer als bei konventionellen Sequenzen. Es kann daher im direkten Umfeld von magnetischen Inhomogenitäten oder Störungen gemessen werden. Diese Störungen können von Suszeptibilitätsprüngen stammen, wie zum Beispiel in der Nähe von Luftbläschen wie in der Lunge [14], Prothesen oder Magnetfeld- bzw. Gradientenfeldimperfectionen. Im Vergleich zu Standard-GRE- oder SE-Sequenzen sind sehr geringe oder keine Suszeptibilitätsartefakte zu erwarten. UEZ-Sequenzen können daher auch zur Messung von mit Eisen markierten Partikeln verwendet werden [15, 16]. Zudem eröffnen sich mit UEZ-Sequenzen neue Möglichkeiten zur Bildgebung anderer Kerne als Wasserstoff. Diese Kerne haben oft starke Bindungen zu ihren Nachbarn und daher ein sehr kurzes T<sub>2</sub>. In [17] und [18] wurden Natrium und Phosphorbilder aufgenommen.

Eine weitere Anwendung von UEZ-Sequenzen findet sich im Bereich der Hybridbildgebung, wie bei der kombinierten MR- und Positronen-Emissions-Tomographie (PET)-Bildgebung. Mit UEZ-Sequenzen ist eine Segmentierung des MR-Bildes in Weichteile (Wasser), Knochen und Luft durchführbar [19]. Aus dieser Segmentierung werden sogenannte  $\mu$ -Maps berechnet, die zur Schwächungskorrektur bei der Rekonstruktion des PET-Bildes benötigt werden.

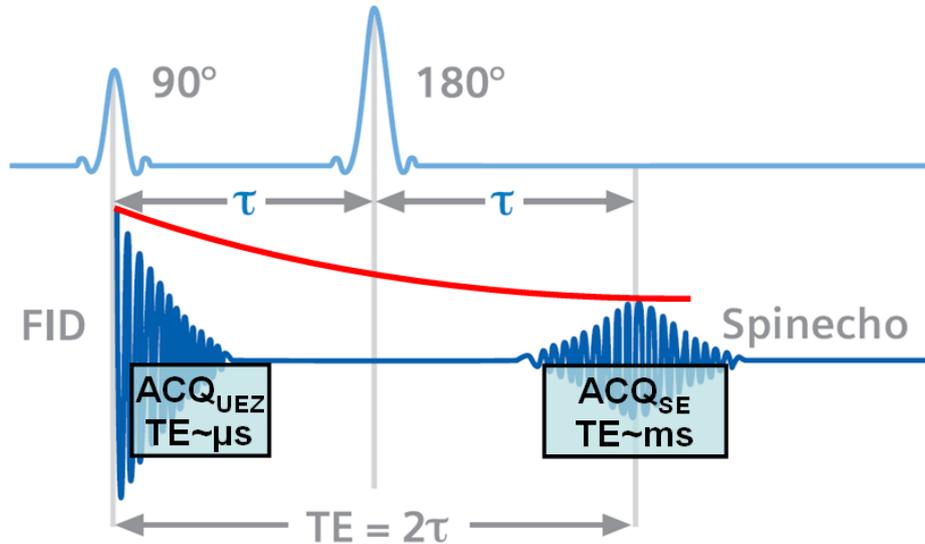


Abbildung 3.1: Schematische TX- und RX-Vorgänge bei UEZ- und Standardsequenzen. Bei Standardsequenzen, hier das Beispiel Spinecho, wird ein Echo erzeugt und akquiriert. Die Echozeiten sind im Millisekundenbereich. UEZ-Sequenzen akquirieren Daten bereits während des FID, Echozeiten liegen im Mikrosekundenbereich. Die rote Linie verdeutlicht den T2-Zerfall. *Quelle von Teilen der Abbildung: Magnete, Spins und Resonanzen, Siemens AG, Seite 89*

Die Bildgebung von Stoffen mit kurzem T2 stellt hohe Anforderungen an die Hardware des MRTs. Da das Signal ab der Mitte des Anregungspulses exponentiell mit T2\* zerfällt, muss die Datenakquisition so schnell wie möglich nach der Anregung beginnen. Wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, ist dies durch die Totzeit limitiert. Bei den meisten klinischen Scannern liegt die Totzeit im Bereich von 40 bis 150  $\mu\text{s}$ . Mit einigen Hardwareänderungen konnten Totzeiten von bis zu 8  $\mu\text{s}$  erreicht werden [20]. Die durch die Hardware bedingte minimale Zeit zwischen Pulsmittelpunkt und Akquisitionsbeginn ist gleich der Totzeit plus der halben Pulsdauer  $\tau$ . Diese Zeit wird als  $T_{HW}$  definiert und ist die minimal mögliche Echozeit des Systems.

In diesem Kapitel werden die in der Literatur bekannten UEZ-Sequenzen mit spezifischen Besonderheiten und Limitationen vorgestellt.

### 3.1 Single-Point-Sequenzen

Sequenzen, in denen der k-Raum punktiert abgetastet wird, werden Single-Point (SP) Sequenzen genannt. Beispiele für diese Sequenzklasse sind die 'Rapid Single-Point' (RASP) und 'Single Point Ramped Imaging with T1 Enhancement' (SPRITE) Sequenz [21–23]. Bei diesen Sequenzen werden Punkt für Punkt Werte auf einem kartesischen Gitter aufgenommen. Dabei werden pro Anregung und Akquisition nur ein oder wenige [24, 25] Punkte aufgenommen. Der Aufnahmezeitpunkt nach der Mitte des Pulses entspricht über die Sequenz konstant der Kodierzeit  $T_{Enc}$ . In diesem Fall ist die Kodierzeit gleich der Echozeit. Mit für alle k-Raum-Punkte konstanter Kodierzeit ist der T2(\*)-Zerfall zwischen Anregung und Akquisition für alle Punkte gleich. Damit gibt es keine Gewichtungsunterschiede zwischen den einzelnen Werten, was ansonsten - wie später gezeigt wird - zu Verwischungsartefakten führen kann.

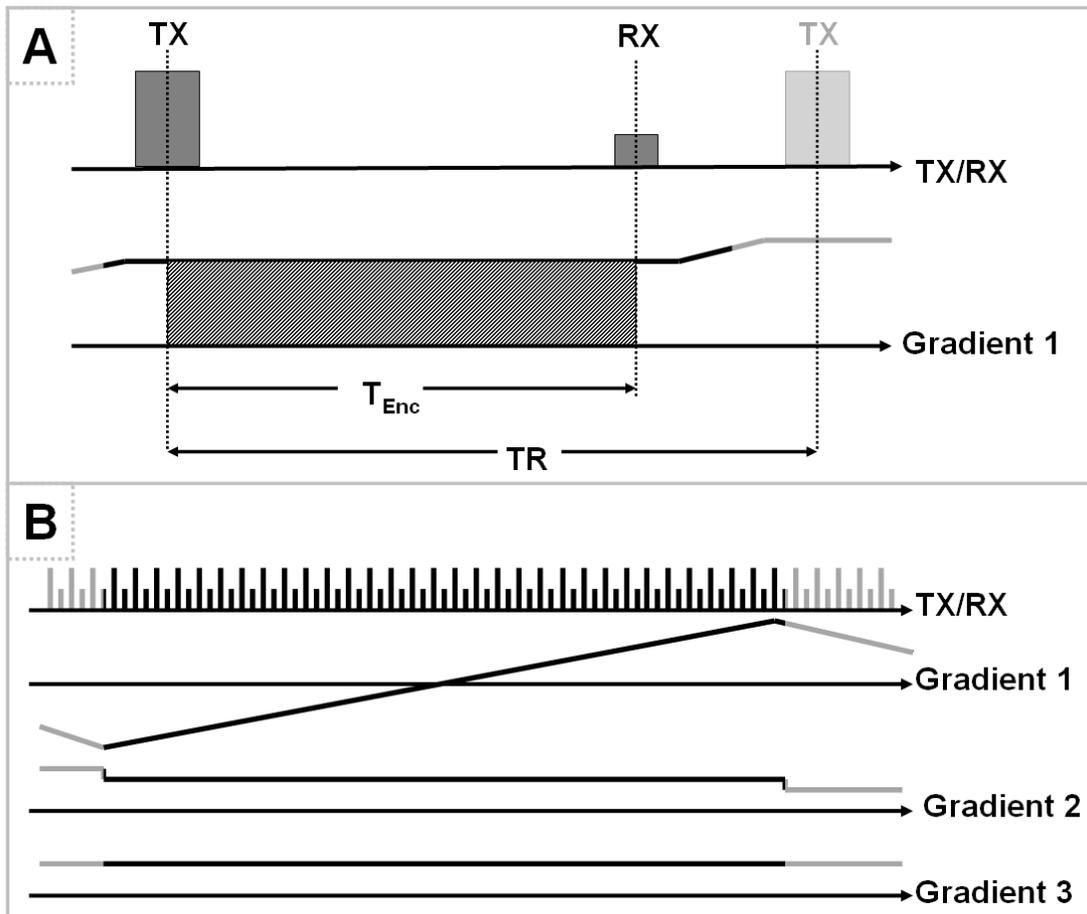


Abbildung 3.2: Zeitlicher Ablauf der RASP- und SPRITE-Sequenz. Zur konstanten Kodierzeit  $T_{Enc}$  nach dem Senden (TX) wird ein k-Raum-Punkt ausgelesen (RX). Die schraffierte Fläche unter dem Gradienten in A) entspricht dem k-Raum-Wert nach Gleichung 3.1. In B) ist schematisch die Akquisition einer Linie durch den k-Raum gezeigt. Während dieser Linie ändert sich nur Gradient 1, Gradienten 2 und 3 bleiben unverändert. Zur Akquisition der nächsten Linie wird auch Gradient 2 bzw. 3 verändert.

Bei den SP-Sequenzen RASP und SPRITE sind die Gradienten zum Zeitpunkt der Anregung bereits angeschaltet, und ein harter, rechteckförmiger Anregungspuls wird appliziert. Eine gezielte Schicht-Selektion ist daher nicht möglich, das Verfahren ist immer dreidimensional. Abbildung 3.2 zeigt schematisch das Sequenzdiagramm einer SP-Sequenz. Je nach zu messendem k-Raum-Punkt werden die Gradienten gezielt geschaltet. Da die Gradienten zwischen Puls und Messung konstant sind, vereinfacht sich Gl. 2.14 zu

$$\vec{k} = \gamma \vec{G} T_{Enc} \quad (3.1)$$

Entsprechend werden für den k-Raum-Punkt  $\vec{k}_i$  die Gradientenstärken

$$\vec{G}_i = \frac{\vec{k}_i}{\gamma T_{Enc}} \quad (3.2)$$

verwendet. Nach der Akquisition des Punktes  $\vec{k}_i$  werden die Gradienten nicht komplett heruntergefahren, sondern direkt auf die für den nächsten Punkt benötigte Stärke eingestellt, wie in Abbildung 3.2 gezeigt. Die Gradientensprünge sind sehr gering, was zu einer geringen Lautstärke und geringen Wirbelströmen führt.

Die minimale Kodierzeit  $T_{M,Enc}$  von SP-Sequenzen folgt aus der maximalen k-Raum-Ausdehnung, siehe Gleichung 2.17, die abhängig von der Auflösung  $R$  sowie der maximal in die Raumrichtung  $j$  verwendeten Gradientenamplitude  $G_{max,j}$  ist.  $T_{M,Enc}$  ist gegeben durch

$$T_{M,Enc} = \frac{1}{2\gamma R G_{max,j}}. \quad (3.3)$$

Für eine maximal verwendete Gradientenamplitude  $G_{max} = 20$  mT/m und einer Auflösung von  $R = 1$  mm folgt  $T_{M,Enc} = 587 \mu\text{s}$ . Zur Messung von Stoffen mit extrem kurzen  $T_2$  kann dieser Wert bereits zu lang sein. Dies ist in Abbildung 3.3 demonstriert, in der das Signal des Markknochens bereits zerfallen ist und dieser im Bild kaum Signal liefert.

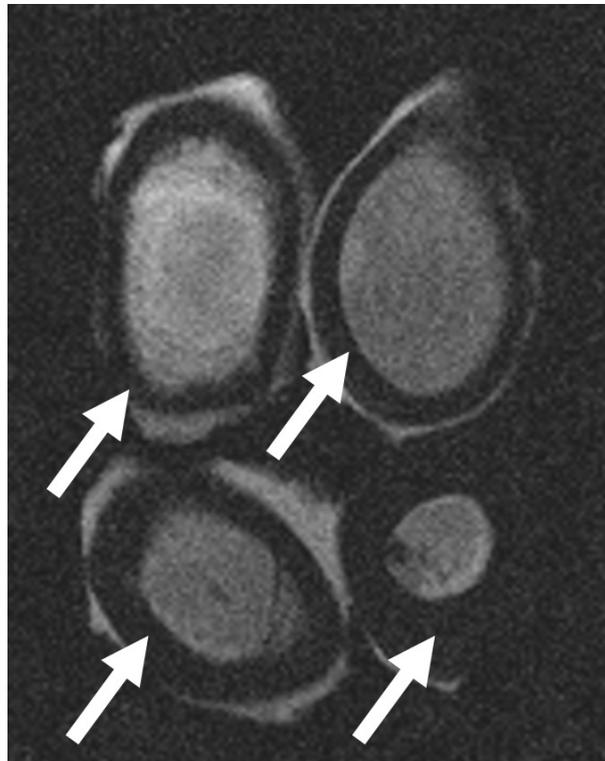


Abbildung 3.3: MR-Bild, aufgenommen mit der RASP-Sequenz. Auflösung  $R = 1$  mm, Schichtdicke 10 mm, Gradientenmaximum 17 mT/m,  $TE = 690 \mu\text{s}$ ,  $TR = 1.33$  ms und Messzeit 14.5 Minuten. Das Signal des Knochens (weiße Pfeile) ist zum Aufnahmezeitpunkt schon zu weit zerfallen, um im Bild erkennbar zu sein.

SP-Sequenzen benötigen eine sehr lange Messzeit. Für eine Matrixgröße von  $256^2$  mit acht Partitionen folgt bei einer Repetitionszeit  $TR$  von zwei Millisekunden eine Messzeit von knapp 18 Minuten.

### 3.2 UTE-Sequenz

Die am meisten verwendete UEZ-Sequenz ist die sogenannte 'Ultrashort Echo Time' (UTE)-Sequenz [26–28]. Anders als bei den SP-Sequenzen werden keine einzelnen k-Raum-Punkte, sondern radiale Halbprojektionen akquiriert. Die Kodiergradienten sind während des Pulses noch nicht eingeschaltet und werden erst mit Start der Akquisition hochgefahren. Dies ermöglicht zusätzlich zur nicht-selektiven dreidimensionalen Messung auch eine schicht-selektive zweidimensionale Messung [29]. Die gemessenen Halbprojektionen werden gleichmäßig auf einem Kreis bei 2D Messungen oder einer Kugel bei 3D Messungen verteilt, siehe Seite 22.

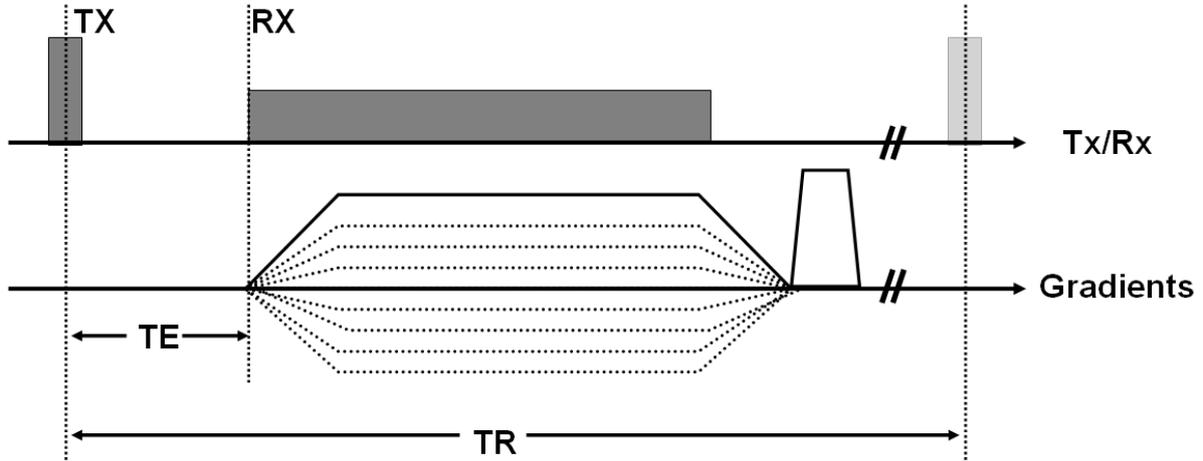


Abbildung 3.4: Schematischer Ablauf der Akquisition einer radialen Halbprojektion mit der UTE-Sequenz. Zur Echozeit TE nach der Mitte des Pulses (TX) wird gleichzeitig mit dem Auslesen (RX) und dem Hochfahren der Gradienten begonnen. Am Ende der Akquisition wird zumeist ein Gradientenspoiler verwendet um ungewollte Echos zu verhindern.

Abbildung 3.4 zeigt das Sequenzdiagramm der nicht-selektiven UTE-Sequenz. Der Start der Akquisition kann beliebig gewählt werden, muss aber größer als das durch die Hardware vorgegebene Limit  $T_{HW}$  sein. Zum Ende der Repetition wird zumeist ein Gradientenspoiler geschaltet, um ungewollte Echos zu vermeiden. Der erste akquirierte Punkt entspricht dem k-Raum-Zentrum und definiert damit die Echozeit TE. Während der Akquisition einer Halbprojektion ändert sich die Richtung des Gradientenvektors  $\vec{G}$  nicht. Die Gradientenamplitude  $G = |\vec{G}|$  steigt linear von Null bis zum gewählten Maximum  $G_{max}$  und bleibt danach konstant. Die k-Raum-Werte der gemessenen Punkte befinden sich auf einer geraden, radialen Linie aus dem k-Raum-Zentrum nach außen. Für die zeitliche Entwicklung der Gradienten während der Akquisition gilt

$$G(t) = \begin{cases} SR \cdot t & , \text{ falls } t \leq T_{Ramp}, \\ G_{max} & , \text{ falls } t > T_{Ramp}, \end{cases} \quad (3.4)$$

wobei die zum Hochfahren der Gradienten benötigte Rampzeit  $T_{Ramp}$  aus der Slewrate SR und  $G_{max}$  folgt mit

$$T_{Ramp} = G_{max}/SR. \quad (3.5)$$

Setzt man Gl. 3.4 in Gl. 2.14 ein, folgt für den Betrag des k-Raum-Wertes  $k$

$$k(t) = \begin{cases} \frac{1}{2}\gamma \text{SR} t^2 & , \text{ falls } t \leq T_{\text{Ramp}}, \\ k_{\text{Ramp}} + G_{\text{max}} t & , \text{ falls } t > T_{\text{Ramp}}. \end{cases} \quad (3.6)$$

Der k-Raum-Punkt  $k_{\text{Ramp}}$ , der bei  $T_{\text{Ramp}}$  erreicht ist, wird durch

$$k_{\text{Ramp}} = \frac{1}{2} G_{\text{max}}^2 / \text{SR} \quad (3.7)$$

gegeben. Aus Gleichungen 3.6 und 3.7 kann die Kodierzeit  $T_{\text{Enc}}$ , die abhängig vom Betrag eines k-Raum-Punktes  $k$  benötigt wird, berechnet werden. Sie ist gegeben durch

$$T_{\text{Enc}}(k) = \begin{cases} \text{TE} + \sqrt{2k/\text{SR}} & , \text{ falls } t \leq k_{\text{Ramp}}, \\ \text{TE} + T_{\text{Ramp}} + \frac{k - k_{\text{Ramp}}}{G_{\text{max}}} & , \text{ falls } t > k_{\text{Ramp}}. \end{cases} \quad (3.8)$$

Dieser Kurvenverlauf ist schematisch in Abb. 3.5 (A) dargestellt. Anders als bei den SP-Sequenzen ist die Kodierzeit über den k-Raum nicht konstant. Wird im MR-Experiment ein Stoff mit sehr kurzem  $T_2$  gemessen, zerfällt das von diesem Stoff gemessene Signal gemäß Gl. 2.11 erheblich während der Akquisition einer radialen Halbprojektion. Bei äußeren k-Raum-Punkten ist das Signal dieses Stoffes daher bereits weiter zerfallen als zu Beginn der Akquisition im k-Raum-Zentrum. Für den Faktor  $f$ , um den das Signal zum Auslesezeitpunkt zerfallen ist, gilt

$$f(k) = \exp\left(\frac{-T_{\text{Enc}}(k)}{T_2}\right). \quad (3.9)$$

Die unterschiedliche Gewichtung kann zu Verwischungsartefakten - dem sogenannten T2-Blurring - führen, wie schematisch per Simulation in Abbildung 3.5 (B) gezeigt. In der Simulation wurde das Objekt zuerst in den k-Raum fouriertransformiert und dort gemäß Gleichung 3.9 gewichtet. Mit einer inversen Fouriertransformation erhält man das mit der Sequenz zu erwartende Bild. Um die Gewichtungsunterschiede zu minimieren, kann die Auslesebandweite und damit  $G_{\text{max}}$  angehoben werden, da dann schneller kodiert wird und die Kodierzeiten in den äußeren k-Raum-Bereichen verringert werden. Mit steigender Auslesebandweite sinkt jedoch das SNR des Bildes, siehe Gleichung 2.18.

In der Bildrekonstruktion hat die UTE-Sequenz eine weitere Besonderheit, die direkt aus dem Sequenzablauf folgt: Bevor die radialen Halbprojektionen gewichtet und auf das kartesische Gitter gerrichtet werden, muss ausgeglichen werden, dass die Punkte auf der Halbprojektion nicht im konstanten Abstand abgetastet werden. Vielmehr ist die Abtastdichte im k-Raum-Zentrum höher, solange die Gradienten nicht ihre volle Stärke erreicht haben. Dies muss mit einem zusätzlichen Wichtungsfaktor in Gleichung 2.23 beziehungsweise 2.24 ausgeglichen werden.

Die Implementierung der UTE-Sequenz kann schwierig sein. Gravierende Probleme können durch Wirbelströme während des Rampens, achsen- und systemspezifische Zeitverzögerungen von Auslese- oder Gradientenbeginn oder nicht perfekt lineares Ansteigen der Gradientenstärke auftreten. Diese Effekte betreffen hauptsächlich die Akquisition des k-Raum-Zentrums, es kann aber auch zu Verschiebungen der gesamten radialen Projektion kommen. Schlechte Bildqualität und Artefakte können die Folge sein. In [30] werden Verbesserungsansätze vorgeschlagen, in denen unter anderem versucht wird, mit vorher vermessenen Gradiententrajektorien eine Korrektur im k-Raum vorzunehmen.

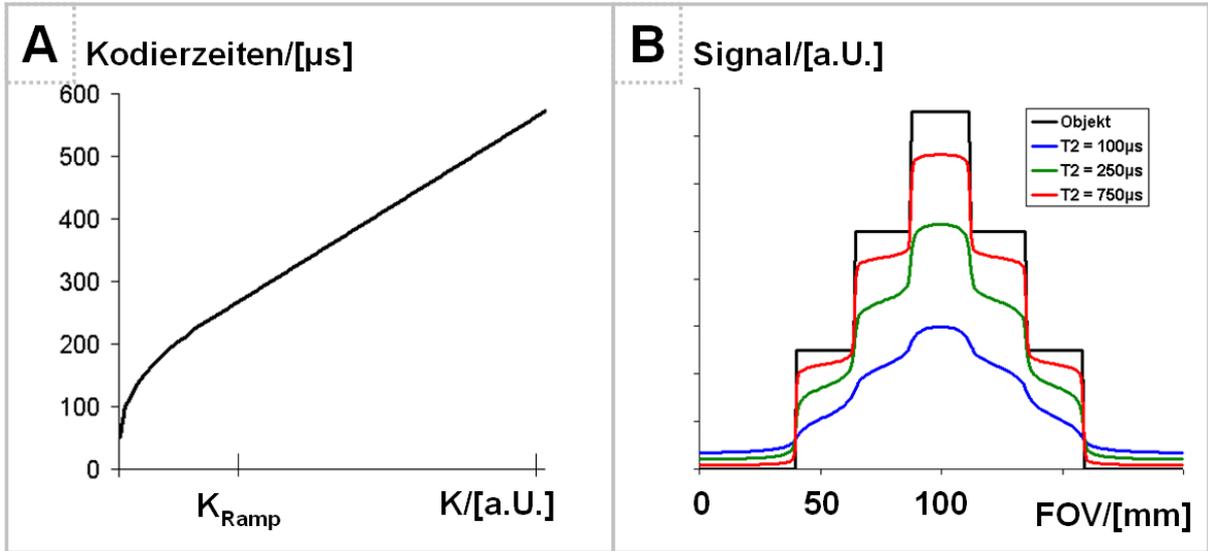


Abbildung 3.5: A) Benötigte Kodierzeit in Abhängigkeit vom k-Raum-Punkt. Während des Hochfahrens der Gradienten ( $k < k_{\text{Ramp}}$ ) steigt die Kodierzeit mit einer Wurzelfunktion an, siehe Gleichung 3.8. Für größere k-Raum-Werte steigt die Kodierzeit linear. B) Simulation des T2-Blurring für Stoffe mit verschiedenen T2-Zeiten. Für Stoffe mit kurzem T2 ist das Bild neben dem Signalverlust stark verschwommen, die scharfen Konturen des Objekts gehen verloren. Für Stoffe mit längerem T2 ist der Einfluss der T2-Zerfälle geringer. Simulationseinstellungen: TE = 50  $\mu\text{s}$ , Slewrate 100 mT/m/ms,  $G_{\text{max}} = 20$  mT/m, FOV = 200 mm, Matrixgröße N = 256.

### 3.3 zTE- und WASPI-Sequenz

Die sogenannte 'zero Echo time' (zTE)-Sequenz [31], auch 'Back-projection Low Angle Shot' (BLAST)-Sequenz [32] genannt, umgeht einen Großteil der möglichen Probleme der UTE-Sequenz. In der zTE-Sequenz werden wie bei den SP-Sequenzen die Gradienten bereits vor Applikation des Anregungspulses auf die vorgesehene Stärke eingestellt. Es wird nicht während des Rampens gemessen, Zeitverschiebungen des Gradientensystems sind irrelevant und mögliche Wirbelströme sind zur Anregung bereits abgeklungen.

Abbildung 3.6 (A) zeigt das Sequenzdiagramm dieser Sequenz. Die Anregung erfolgt durch einen harten Puls. Eine schicht-selektive zweidimensionale Messung ist nicht möglich, da die Bildgebungsgradienten zum Anregungszeitpunkt bereits eingeschaltet sind.

Nach der Anregung wird zum frühestmöglichen Zeitpunkt  $T_{HW}$  mit der Akquisition einer radialen Halbprojektion begonnen. Wie bei der UTE-Sequenz muss diese Zeit größer als  $T_{HW}$  sein. Wegen der zum Zeitpunkt des Pulses angeschalteten Gradienten beginnt die Kodierung der Spins schon effektiv in der Mitte des Pulses. Zum Zeitpunkt  $T_{HW}$  ist daher bereits der k-Raum-Wert

$$\vec{k}^* = \gamma \vec{G} T_{HW} \quad (3.10)$$

erreicht. k-Raum-Punkte mit  $|\vec{k}| < |\vec{k}^*|$  müssten zu einer Zeit  $t < T_{HW}$  gemessen werden, was technisch nicht möglich ist. Folglich entsteht im k-Raum-Zentrum ein Loch, das nicht auf diese Weise akquiriert werden kann, siehe Abbildung 3.6 (B).

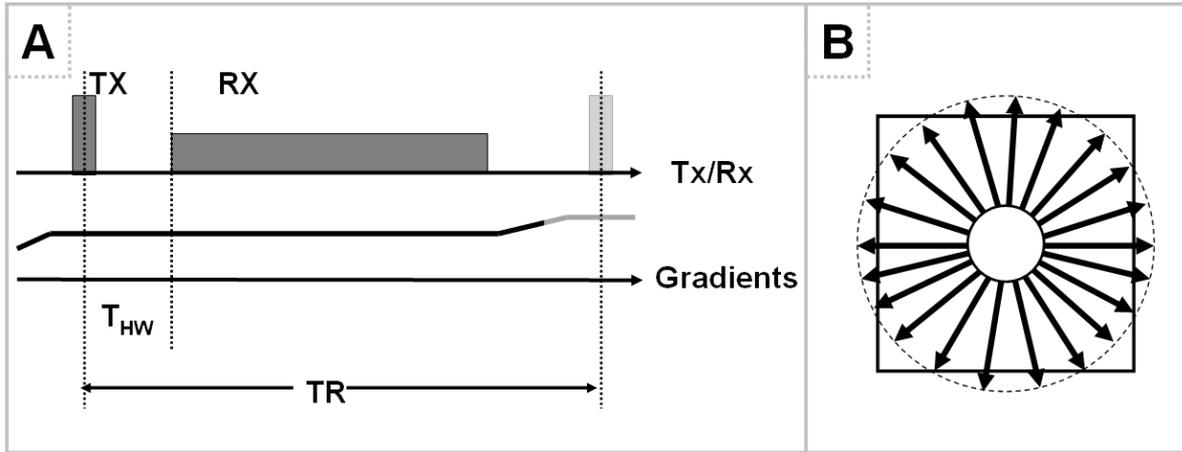


Abbildung 3.6: A) Akquisition einer radialen Halbprojektion mit der zTE- oder WASPI-Sequenz. Zur kürzestmöglichen Zeit  $T_{HW}$  nach der Mitte des Pulses wird mit der Akquisition begonnen. Die Gradienten werden am Ende der Akquisition nicht heruntergefahren, sondern direkt auf die für die nächste Akquisition benötigten Wert eingestellt. B) Da die Kodierung der Spins ab der Mitte des Pulses beginnt, werden bis zu Beginn der Akquisition Punkte im k-Raum-Zentrum verpasst. Es entsteht ein Loch im Zentrum des k-Raums.

Je nach Auflösung, Gradientenstärke und  $T_{HW}$  werden pro Akquisition einer Halbprojektion 1 bis 20 Punkte verpasst. Beispielsweise werden für eine Auflösung von  $R = 1$  mm und einer maximalen Gradientenstärke von  $G_{max} = 20$  mT/m ungefähr  $600 \mu\text{s}$  zum Kodieren der äußeren k-Raum-Punkte benötigt, siehe Gleichung 3.3. Beträgt  $T_{HW}$   $50 \mu\text{s}$  liegen  $50/600 = 8\%$  der Daten innerhalb dieses Bereichs, was bei einer Matrixgröße von  $N = 256$ , einer Anzahl von  $256 / 2 * 0.08 = 11$  Punkten auf der Halbprojektion bzw. 22 Punkten auf der gesamten Projektion entspricht.

Hat das Loch im k-Raum-Zentrum nur eine Ausdehnung von weniger als ungefähr fünf Punkten auf einer vollen Projektion, ist in [33] ein Verfahren beschrieben, mit dem sich die verlorene Information algebraisch abschätzen lässt. Dazu wird zusätzlich zu den radialen Halbprojektionen noch ein FID-Signal mit ausgeschalteten Gradienten zum Zeitpunkt  $T_{HW}$  ausgelesen. Dieser Punkt entspricht dem absoluten k-Raum-Zentrum  $\vec{k} \equiv 0$ . Die Echozeit  $TE$  dieser Sequenz ist dementsprechend gleich der Zeit  $T_{HW}$ . Bei üblichen Gradientenstärken (um die 5-20 mT/m) und einer Auflösung von  $R = 1$  mm ist das in [33] beschriebene Verfahren jedoch nur bei  $T_{HW}$ -Zeiten von kleiner als ungefähr sechs Mikrosekunden einsetzbar, da die algebraische Rekonstruktion sonst zu ungenau ist.

Ein anderer Ansatz wird daher in der 'Water- and fat-suppressed proton projection MRI' (WASPI)-Sequenz [34–36] verwendet. Nach der Akquisition der radialen Halbprojektionen wird eine geringe Anzahl von weiteren Projektionen aufgenommen. Bei diesen wird die maximale Gradientenstärke auf  $G_{max}/2$  herabgesetzt. Der Wert  $k^*$  sinkt damit auf  $k^*/2$ , das Loch im k-Raum-Zentrum verkleinert sich. Bei diesem Verfahren sind  $T_{HW}$ -Zeiten von maximal ca.  $20 \mu\text{s}$  nötig.

Die bis hier beschriebenen dreidimensionalen UEZ-Sequenzen verwenden einen harten, rechteckförmigen Anregungspuls. Es wird in erster Näherung davon ausgegangen, dass dieser auch bei eingeschalteten Gradienten alle Spins im Objekt gleichmässig anregt. Die Pulsbandweiten müssen möglichst groß und entsprechend der Puls so kurz wie möglich sein. Harte Pulse erreichen daher auch bei maximaler  $B_1$ -Feldstärke nur begrenzte Flipwinkel von sechs bis neun Grad auf klinischen MRTs.

### 3.4 SWIFT-Sequenz

Die 'Sweep Imaging with Fourier Transformation' (SWIFT)-Sequenz [37] verwendet eine andere Anregung. Der Anregungspuls wird in  $n$  Sub-Pulse aufgeteilt, deren Anregungsfrequenz und -amplitude sich sub-adiabatisch ändert. Man spricht von einer 'Sweep'-Puls Anregung. Abbildung 3.7 zeigt schematisch den Anregungs- und Messvorgang der SWIFT-Sequenz. Die in der SWIFT-Sequenz verwendeten Gradientenverläufe sind identisch mit denen der zTE- oder WASPI-Sequenz. Zu Beginn der Anregung haben die Gradienten ihre volle Stärke bereits erreicht.

Mit Sweep-Puls-Anregungen sind theoretisch höhere Flipwinkel als bei harten Pulsen möglich, da die Anregungsenergie insgesamt über einen längeren Zeitraum verteilt wird. Im Frequenzraum entspricht das Anregungsprofil der in der SWIFT-Sequenz verwendeten Sweep-Pulse einer Rechteckfunktion.

Wie in Abbildung 3.7 gezeigt, findet die Datenakquisition in der SWIFT-Sequenz zwischen den

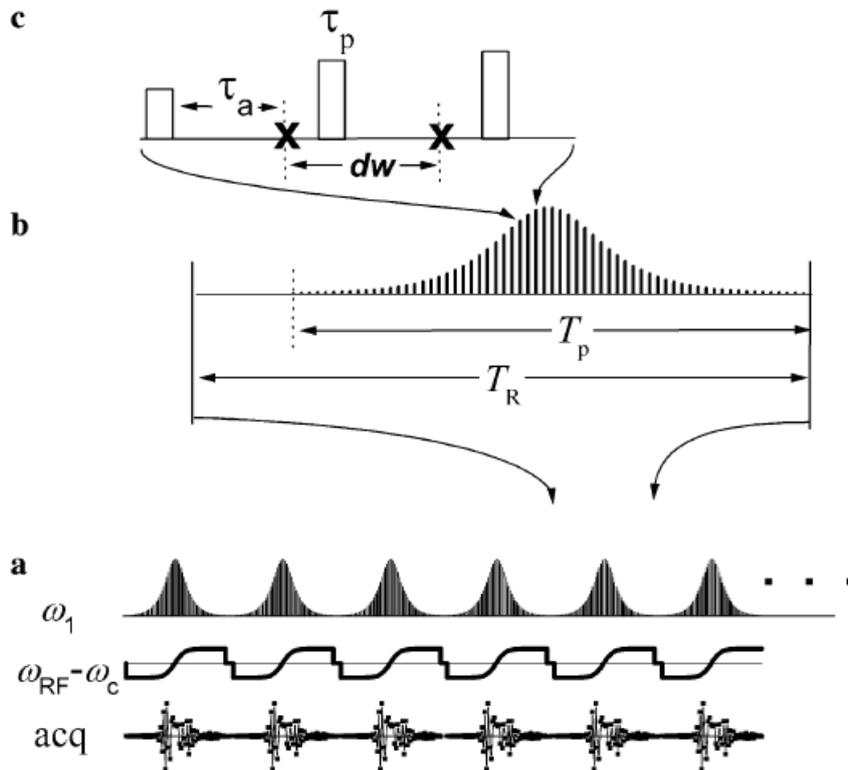


Abbildung 3.7: In der SWIFT-Sequenz verwendeter Sweep-Puls. Der Puls wird in  $n$  Sub-Pulse unterteilt, zwischen denen Daten akquiriert werden. a) Frequenz und Amplitude des Pulses während der Sub-Pulse. b) und c) zeigen den Zeitablauf zwischen den Sub-Pulsen. Zur Zeit  $\tau_a$  nach den Pulsen mit der Dauer  $\tau_p$  wird ein Datenpunkt ausgelesen. Der Zeitabstand zwischen den Auslesepunkten  $dw$  ist das Inverse der Auslesebandweite, siehe Kapitel 2.3.1 auf Seite 20. *Quelle der Abbildung: [37]*

einzelnen Sub-Pulsen statt. Trägt man die während einer Anregung gemessenen Punkte in einer Linie auf, entspricht der Datensatz einer radialen Halbprojektion durch den  $k$ -Raum, der mit dem Anregungspuls gefaltet ist. Unter Benutzung des Faltungstheorems

$$\text{FT}(a \otimes b) = \text{FT}(a) \cdot \text{FT}(b) \quad (3.11)$$

lässt sich diese Faltung im Bildraum durch Division mit der Fouriertransformierten des Anregungspulses wieder herausrechnen. Durch Fourierrücktransformation erhält man eine  $k$ -Raum-Halbprojektion, wie sie auch in der  $z\text{TE}$ - oder  $\text{WASPI}$ -Sequenz gemessen wird.

In [38] wurde untersucht, welche Unterschiede im SNR von verschiedenen Stoffen zwischen Hart- und Sweep-Puls-Anregungen zu erwarten sind. Gäbe es keine Limitationen der  $B_1$ -Feldstärke oder Umschaltzeiten, hätten Hart- und Sweep-Puls-Messungen die gleiche  $T_2$ -Sensitivität. Mit Umschaltzeiten größer als Null hat die Hartpuls-Anregung ein höheres SNR als der unterbrochene Sweep-Puls. Bei limitierter  $B_1$ -Feldstärke können mit Sweep-Pulsen höhere Flipwinkel erreicht werden. Damit ist ein besseres SNR möglich, wenn der Ernst-Winkel, siehe Gleichung 2.22, größer als der maximal mögliche Flipwinkel von Hartpulsen ist. Zusammengefasst hätte die Sweep-Puls-Anregung einen Vorteil bei der Messung von Stoffen mit ultrakurzem  $T_2$ , wenn simultan empfangen und gesendet werden könnte. In [39] wurde vorgestellt, wie dies technisch am Kleintier-MRT zu erreichen ist.

Um die SWIFT-Sequenz mit ausreichend hoher Auslesebandweite implementieren zu können, müssen die einzelnen Subpulse in einem Zeitabstand von deutlich unter zehn Mikrosekunden gesendet werden. Wie in Abbildung 3.7 zu sehen, muss in dieser Zeitspanne der Puls gesendet, von TX auf RX umgeschaltet, akquiriert und wieder von RX auf TX umgeschaltet werden. Für die Zeitspanne zwischen TX und RX sind dabei weniger als 3 Mikrosekunden gefordert.

Wie bei den SP-Sequenzen werden die Gradienten bei der  $z\text{TE}$ -,  $\text{WASPI}$ - und  $\text{SWIFT}$ -Sequenz am Ende der Repetition nicht heruntergefahren, sondern direkt auf die für die nächste Repetition benötigte Stärke eingestellt. Die Abstände der Gradientenstärken zwischen den Repetitionen können gerade bei radialer Akquisition sehr gering gewählt werden, womit fast keine Gradientenbewegung über die Messzeit besteht. Diese Sequenzen können daher wie die SP-Sequenzen sehr leise sein, da keine Geräusche durch Vibrationen der Gradientenspule entstehen.

## 3.5 Kontraste

Da UEZ-Sequenzen bereits den FID messen und sie eine gegen Null gehende Echozeit haben, hängt ihr Kontrast nicht von  $T_2$ -Zeiten ab. Stoffe mit langem und kurzem  $T_2$  sind im Bild hell zu sehen. Abhängig von der Repetitionszeit und dem Flipwinkel ist ihr Kontrast gegeben durch den Steady-State. Er liegt im Bereich von Protonendichte- bis  $T_1$ -gewichtet, siehe Gleichung 2.21.

### 3.5.1 Vorpulse

Durch den Einsatz von Vorpulsen lässt sich der Kontrast in UEZ-Sequenzen verändern. Vor den Pulsen müssen die Gradienten heruntergefahren werden. Da die Vorpulse zudem mehr als 100 ms benötigen können, steigt die Messzeit mit dem Einsatz von Vorpulsen an. Meist reicht es aus, Vorpulse nur alle  $n$  Repetitionen zu applizieren,  $n \approx 5 - 50$ . Dadurch lässt sich Messzeit sparen. Neben den in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten spektralen Sättigern und Inversionspulsen wurden

Vorpulse entwickelt, die gezielt Spins in bestimmten T2-Bereichen unterdrücken. Mit Short-T2-Suppression-Pulsen sollen Stoffe mit kurzem T2 gesättigt werden. Der Kontrast nähert sich damit einem herkömmlichen T2-gewichteten Bild an, in dem Stoffe mit langen T2 heller erscheinen. Abbildung 3.8 zeigt den in [40] vorgestellten T2-Präparationspuls. Er besteht aus zwei  $90^\circ$ -Pulsen deren Phasen um  $180^\circ$  verschieden sind. Der zweite Puls wirkt daher wie ein  $-90^\circ$ -Puls, der die Magnetisierung wieder aus der transversalen Ebene in die longitudinale Richtung kippt. In der Zeit zwischen den Pulsen zerfällt die transversale Magnetisierung mit T2, sodass nach dem  $-90^\circ$ -Puls eine T2-Gewichtung vorherrscht. Zwischen den beiden  $90^\circ$ -Pulsen wird die transversale Magnetisierung mehrfach mit  $180^\circ$ -Pulsen refokussiert.

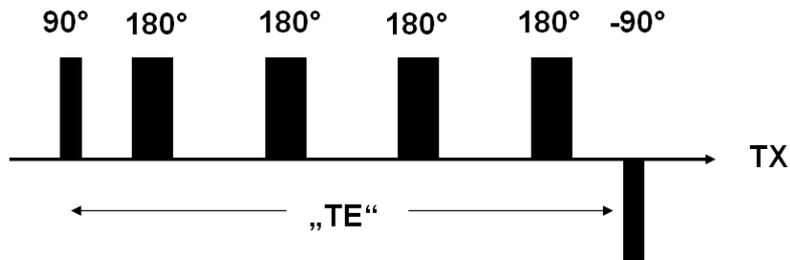


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Pulsfolge des in [40] vorgestellten Short-T2-Suppression-Vorpulses. Die transversale Magnetisierung wird zur Zeit 'TE' nach dem ersten  $90^\circ$ -Puls durch einen  $90^\circ$ -Puls mit um  $180^\circ$  verschobener Phase wieder in die longitudinale Richtung gekippt. Der um  $180^\circ$  phasenverschobene Puls wirkt wie ein  $-90^\circ$ -Puls. Zwischen den beiden  $90^\circ$ -Pulsen wird die Magnetisierung durch mehrere  $180^\circ$ -Pulse refokussiert.

Long-T2-Suppression-Pulse werden verwendet, um Spins mit langem T2 zu unterdrücken. In der Literatur sind verschiedene Ausführungen zu finden [41–45]. Meist werden sehr lange Sättigungspulse verwendet. Das hat zwei Gründe. Zum einen haben lange Sättigungspulse eine geringe spektrale Breite, die nur einen kleinen Frequenzbereich sättigen. Da Spins mit kurzem T2 ein sehr breites Frequenzspektrum besitzen, siehe Abbildung 2.5, betreffen Sättigungspulse nur einen begrenzten Anteil von Spins mit kurzem T2. Zum zweiten relaxiert die transversale Magnetisierung der betroffenen Spins mit kurzem T2 während langer Sättigungspulse immer wieder, sodass sie vom Puls nicht oder nur zum Teil gesättigt werden können.

### 3.5.2 Akquisition eines zweiten Echos

Um ein Bild zu erhalten, in dem nur Stoffe mit kurzem T2 zu sehen sind, gibt es neben den Long-T2-Suppression-Pulsen auch die Möglichkeit mit einem zweiten Echo zu arbeiten, siehe Abbildung 3.9. Am Ende des ersten Auslesevorgangs werden die Gradienten umgepolt und eine volle radiale Projektion aufgenommen, die zur zweiten Echozeit  $TE_2$  das k-Raum-Zentrum durchläuft. Im Bild, das aus dem zweiten Echo rekonstruiert wird, sind Signale von Stoffen mit sehr kurzem T2 zerfallen. Zieht man das Bild des zweiten Echos vom ersten Echo ab, bleiben nur Stoffe mit kurzem T2 im Bild übrig, wie in Abbildung 3.10 gezeigt.

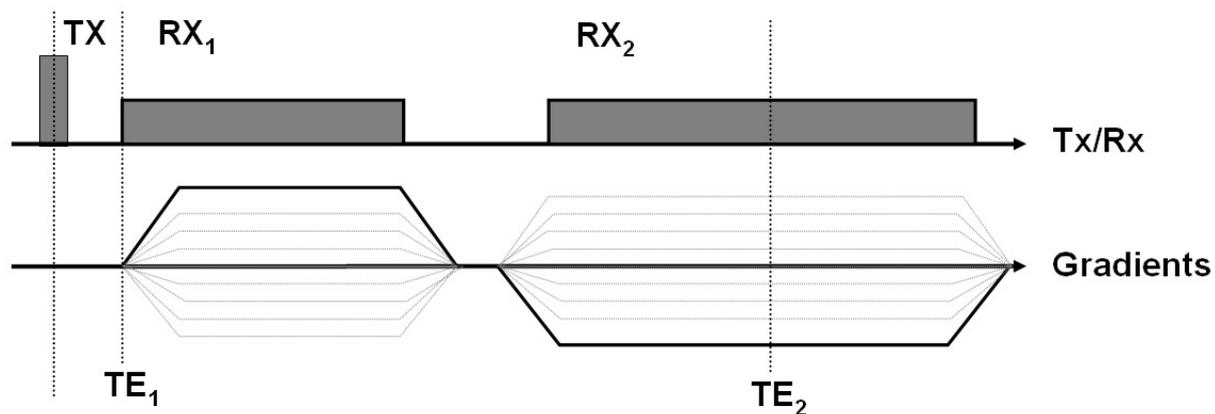


Abbildung 3.9: Akquisition eines zweiten Echos mit radialen UEZ-Sequenzen, hier am Beispiel der UTE-Sequenz. Nach dem Ende der ersten Akquisition RX<sub>1</sub> werden die Gradienten umgepolt, so dass zum Zeitpunkt TE<sub>2</sub> ein radiales Gradientenecho aufgenommen werden kann.

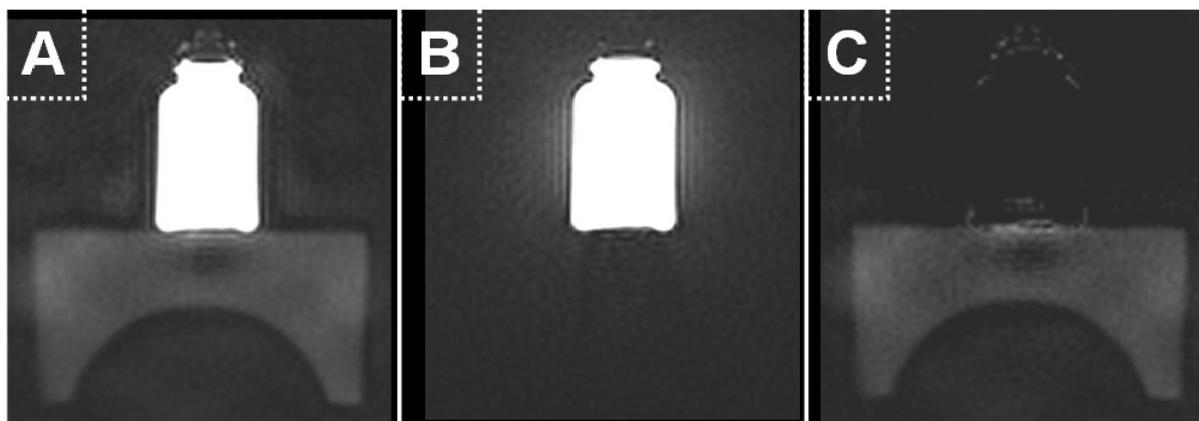


Abbildung 3.10: Bildserie mit zwei Echos. Im Bild des ersten Echos (A) bei TE<sub>1</sub> = 70 μs ist das Signal der Protonen im Schaumstoffobjekt zu sehen, im zweiten Echo (B) bei TE<sub>2</sub> = 4,6 ms ist es bereits zerfallen und nicht mehr zu sehen. Im Differenzbild (C) ist nur noch das Signal der im Schaumstoff gebundenen Protonen mit kurzem T<sub>2</sub> zu sehen. Die Bilder sind gleich gefenstert.

## 3.6 Diskussion der UEZ-Sequenzen

In Tabelle 3.1 sind die in diesem Kapitel beschriebenen Sequenzen mit ihren spezifischen Vor- und Nachteilen aufgeführt.

SP-Sequenzen sind sehr stabil. Wirbelströme und Zeitverzögerungen haben keinen Einfluss auf das Bild, da die Gradienten zur Anregung bereits angeschaltet sind und kartesische Punkte akquiriert werden. Eine Zeitverzögerung zum Beispiel beim Auslesebeginn würde die k-Raum-Punkte kohärent verschieben und würde in Absolutwertbildern keine Auswirkungen haben. Nachteil der RASP- und SPRITE-Sequenz ist, dass ihre minimalen Echozeiten zur Bildgebung von Stoffen mit extrem kurzen T<sub>2</sub>s zu lang sein können. SP-Sequenzen haben zudem eine sehr lange Messzeit, da pro Anregung zumeist nur ein Punkt ausgelesen wird. Obwohl mit SP-Sequenzen eine gute und stabile Bildqualität erreicht wird, verhindern diese geringe Zeiteffizienz und die vergleichbar lange Echozeit die Anwendung von SP-Sequenzen in den meisten klinischen Fragestellungen.

Da die Bildgebungsgradienten zum Zeitpunkt der Anregung eingeschaltet sind, muss eine SP-Messung sowie Messungen mit der zTE-, WASPI- und SWIFT-Sequenz 3D-nicht-selektiv sein. Bei der UTE-Sequenz werden die Gradienten erst zu Beginn der Akquisition hochgefahren, sodass mit schicht-selektiven Pulsen bei der UTE-Sequenz auch 2D-Messungen möglich sind. Die Anregung bei der UTE-Sequenz kann beliebig lang sein, es bestehen keine Beschränkungen für den Flipwinkel oder die Anregungsbandweite.

Dadurch, dass bei der UTE-Sequenz der k-Raum radial abgetastet wird, ist sie um ein vielfaches schneller als SP-Sequenzen. Ihre Messzeit ist mit der klinischer MR-Sequenzen vergleichbar. Bei der UTE-Sequenz sind keine Hardware-Änderungen nötig, da der Beginn der Akquisition beliebig verschoben werden kann. Sie ist daher die zur Zeit meistverwendete UEZ-Sequenz, obwohl stabile und hohe Bildqualität wegen der oben besprochenen Fehlerquellen teilweise sehr schwer zu erreichen beziehungsweise unmöglich ist.

Weniger störungsanfällig als die UTE-Sequenz bei vergleichbar schneller Messzeit sind die zTE- und WASPI-Sequenzen. Dort sind, wie bei den SP-Sequenzen, die Bildgebungsgradienten zur Anregung bereits auf ihrer vorgesehenen Stärke. Wirbelströme während des Hochfahrens der Gradienten oder Zeitverschiebungen im Gradientensystem sind daher irrelevant. Wie bei den SP-Sequenzen sind nur 3D-Messungen möglich. Ein Nachteil dieser Sequenzen ist jedoch, dass für beide Sequenzen deutlich kürzere Umschaltzeiten benötigt werden als auf klinischen MRTs zur Zeit standardmäßig möglich sind. Dies gilt auch für die SWIFT-Sequenz, bei der nochmals deutlich kürzere Umschaltzeiten verwendet werden müssen. Zudem ist die SWIFT-Sequenz sehr anfällig auf Zeitverschiebungen zwischen Sende- und Empfangsvorgang. Ohne teils sehr aufwendige Hardwareänderungen sind die zTE-, WASPI- und SWIFT-Sequenz auf klinischen MRTs nicht einsetzbar.

Ziel dieser Doktorarbeit ist die Entwicklung neuer UEZ-Sequenzen, die die Limitationen der in diesem Kapitel beschriebenen Sequenzen bei stabiler Bildqualität lösen, ohne auf Hardware-Änderungen angewiesen zu sein.

Sequenz	Eigenschaften Pro & Contra
RASP/SPRITE	<ul style="list-style-type: none"> <li>++ Sehr robust</li> <li>++ Keine Hardwareänderungen nötig</li> <li>-- Sehr langsam</li> <li>-- langes minimales TE</li> </ul>
UTE	<ul style="list-style-type: none"> <li>++ 2D- und 3D-Messungen möglich</li> <li>++ Keine Einschränkungen für Pulsebandweite und Flipwinkel</li> <li>++ Keine Hardwareänderungen nötig</li> <li>++ Am häufigsten verwendete UEZ-Sequenz</li> <li>-- Sehr anfällig auf Zeitverzögerungen und Wirbelströme</li> </ul>
zTE/WASPI	<ul style="list-style-type: none"> <li>++ Robust gegenüber Zeitverzögerungen und Wirbelströmen</li> <li>-- Sehr kurze Totzeiten nötig</li> <li>-- Hardwareänderungen erforderlich</li> <li>-- k-Raum-Zentrum wird nicht vollständig gemessen</li> </ul>
SWIFT	<ul style="list-style-type: none"> <li>++ Sweep-Puls ermöglicht höhere Flipwinkel als Hartpulse</li> <li>-- Extrem kurze Totzeiten nötig</li> <li>-- Hardwareänderungen erforderlich</li> <li>-- Anfälligkeit auf Zeitverzögerungen</li> </ul>

Tabelle 3.1: Überblick über die in diesem Kapitel vorgestellten UEZ-Sequenzen.

## 4 GOSPEL-Sequenz

In diesem Kapitel wird die in dieser Doktorarbeit neu entwickelte und implementierte SP-Sequenz 'Gradient Optimized Single Point imaging with Echo time Leveraging' (GOSPEL) vorgestellt. In herkömmlichen SP-Sequenzen wie der RASP- oder SPRITE-Sequenz, siehe Kapitel 3.1, wird der k-Raum punktwise zur konstanten Kodierzeit  $T_{Enc}$  abgetastet. Diese Zeit ist daher auch die minimale Echozeit TE. Die Gradientenstärke für jeden k-Raum-Punkt ist gegeben durch Gleichung 3.2. Dadurch, dass die Kodierzeiten über den k-Raum konstant sind, erfährt jeder k-Raum-Punkt die gleiche Schwächung durch T2-Zerfälle, und das in Abschnitt 3.2 gezeigte T2-Blurring kann verhindert werden. Die minimale Kodierzeit ist gegeben durch Gleichung 3.3. Für Messungen von Stoffen mit sehr kurzem T2 kann die minimale Kodierzeit zu lang sein, wie in Abbildung 3.2 auf Seite 29 gezeigt. Ziel dieser Arbeit ist es daher, kürzere Kodierzeiten und besseres SNR von Stoffen mit ultrakurzem T2 zu erreichen.

### 4.1 Sequenzaufbau

Bei der GOSPEL-Sequenz werden Kodierzeiten verwendet, die über den k-Raum variabel sind. Für jeden k-Raum-Punkt ermittelt und verwendet ein in dieser Arbeit entwickelter Algorithmus die minimale Kodierzeit. Die Sequenz wird 'Gradient Optimized Single Point imaging with Echo time Leveraging' (GOSPEL) genannt, da die Kodierzeiten mit optimierten Gradienten deutlich gesenkt werden können und deutlich kürzere Echozeiten als mit herkömmlichen SP-Sequenzen möglich sind.

Abbildung 4.1 zeigt das Sequenzdiagramm einer Repetition der GOSPEL-Sequenz. Zur Anregung durch einen harten, rechteckförmigen Puls sind die Gradienten bereits eingeschaltet. Zur Kodierzeit  $T_{Enc}$  wird ein k-Raum-Punkt akquiriert. Abhängig vom k-Raum-Punkt ändert sich die Kodierzeit.

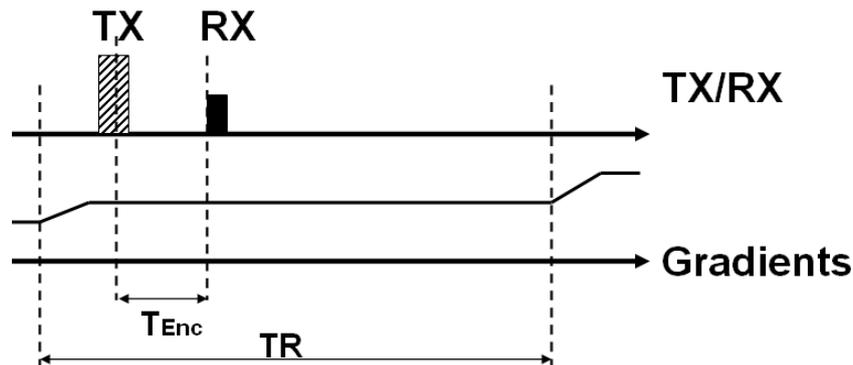


Abbildung 4.1: Sequenzdiagramm einer Repetition der GOSPEL-Sequenz.

### 4.1.1 GOSPEL-Sequenz in 1D

Die kürzeste Kodierzeit eines k-Raum-Punktes wird erreicht, wenn die maximalen Gradientenstärken verwendet werden. Die Kodierzeit eines Punktes  $k_i$  auf einer eindimensionalen Linie durch den k-Raum ist in diesem Fall gegeben durch

$$T_{Enc,i} = \frac{|k_i|}{\gamma G_{max}}. \quad (4.1)$$

Für das k-Raum-Zentrum ist die Kodierzeit gleich Null. Das ist technisch nicht möglich, die minimale Kodierzeit muss größer als  $T_{HW}$ , der minimalen Echozeit des MRTs, sein.  $T_{HW}$  ist gleich der vom System zum Umschalten von Sende- zu Empfangsvorgang benötigten Totzeit plus der halben Pulsdauer, siehe Kapitel 3. Auf der eindimensionalen Linie können k-Raum-Werte kleiner als

$$k^* = \gamma G_{max} T_{HW} \quad (4.2)$$

nicht anhand von Gleichung 4.1 aufgenommen werden.

Für Punkte mit  $|k| < k^*$  wird, wie in der ursprünglichen RASP-Sequenz, eine konstante Kodierzeit gewählt und die Gradienten gemäß Gleichung 3.2 berechnet. Diese Kodierzeit kann einen beliebigen Wert größer gleich  $T_{HW}$  haben. Da es die GOSPEL-Sequenz zum Ziel hat, die kürzestmöglichen Kodierzeiten über den gesamten k-Raum zu erreichen, wird für Werte mit  $|k| < k^*$  im Folgenden  $T_{Enc} = T_{HW}$  gewählt. Zusammengefasst ergeben sich auf der eindimensionalen Linie durch den k-Raum die Kodierzeiten

$$T_{Enc}(k) = \begin{cases} \frac{|k|}{\gamma G_{max}} & , \text{ falls } |k| \geq k^* , \\ T_{HW} & , \text{ falls } |k| < k^* . \end{cases} \quad (4.3)$$

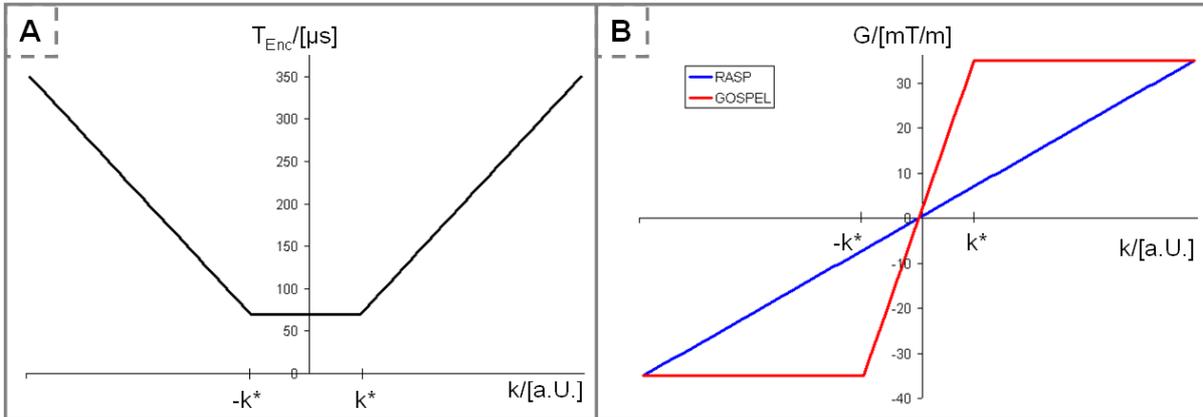


Abbildung 4.2: A) Kodierzeiten der GOSPEL-Sequenz für eine Linie durch das k-Raum-Zentrum. Während bei der RASP/SPRITE-Sequenz eine konstante Kodierzeit verwendet wird, sinkt die Kodierzeit bei der GOSPEL-Sequenz mit dem Abstand zum k-Raum-Zentrum. Im k-Raum-Zentrum ist die Kodierzeit durch Hardwarelimitationen begrenzt, so dass zwischen  $-k^* < k < k^*$  die Kodierzeit nicht tiefer als  $T_{HW}$  sinken kann. B) Gradientenverläufe der RASP/SPRITE- und GOSPEL-Sequenz für eine Linie durch das k-Raum-Zentrum, gegeben durch Gleichung 3.2 für die RASP- und 4.4 für die GOSPEL-Sequenz.

Dieser Verlauf ist in Abbildung 4.2 (A) gezeigt. Man sieht, dass die Echozeit auf  $T_{HW}$  gesunken ist. Aus Gleichung 4.3 folgen die Gradientenstärken

$$G(k) = \begin{cases} G_{max} & , \text{ falls } |k| \geq k^* , \\ \frac{k}{\gamma T_{HW}} & , \text{ falls } |k| < k^* . \end{cases} \quad (4.4)$$

Abbildung 4.2 (B) zeigt diesen Gradientenverlauf im Vergleich zur RASP- bzw. SPRITE-Sequenz.

#### 4.1.2 GOSPEL-Sequenz in 3D

Beim Schritt in drei Dimensionen werden weitere Zwischenschritte in der Berechnung der Gradienten nötig, um auch in drei Dimensionen für jeden k-Raum-Punkt die kürzestmögliche Kodierzeit zu erreichen. Dazu wurde in dieser Arbeit ein Algorithmus entwickelt, der diese Aufgabe eigenständig löst.

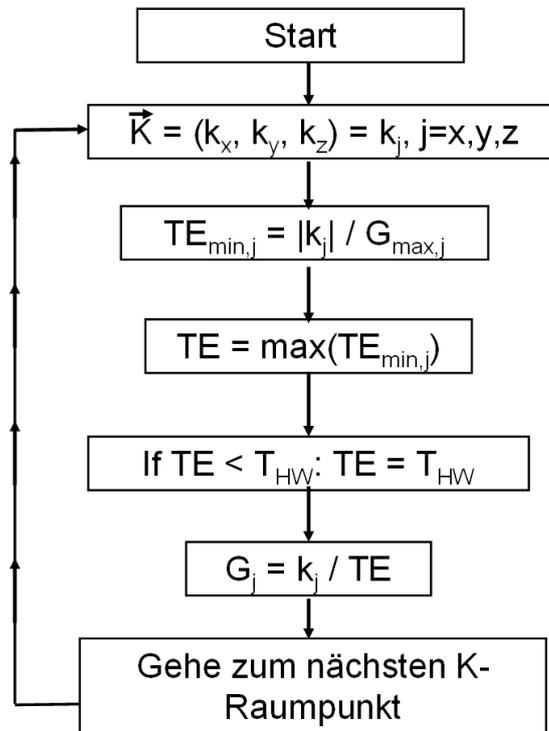


Abbildung 4.3: Flussdiagramm der GOSPEL-Sequenz.

Für einen gegebenen k-Raum-Punkt  $\vec{k}_i$  wird die Raumrichtung  $m$  ausgesucht, deren k-Raum-Wert den größten Betragswert hat, da für diese Raumrichtung die längste Kodierzeit benötigt wird. Sie ist gegeben durch Gleichung 4.1. Diese Kodierzeit wird für alle drei Raumrichtungen gewählt. Sollte sie kleiner als  $T_{HW}$  sein, wird die Kodierzeit gleich  $T_{HW}$  gesetzt. Anhand von Gleichung 4.4 werden anschließend die Gradienten der einzelnen Raumrichtungen ausgerechnet. Abbildung 4.3 zeigt das Flussdiagramm des Algorithmus. In Abbildung 4.4 (A) sind die benötigten Kodierzeiten für eine Schicht durch die Mitte des k-Raums gezeigt. Der Algorithmus

lässt sich weiter optimieren, wenn die radialen Symmetrien des Problems ausgenutzt und das Verhältnis zwischen den k-Raum-Werten der einzelnen Raumrichtungen berücksichtigt werden. Dazu ist am Anfang des Algorithmus ein weiterer Zwischenschritt nötig. Da die Kodierzeit in alle Raumrichtungen gleich sein muss, folgt aus Gleichung 3.2 der Zusammenhang

$$\frac{k_x}{G_x} = \frac{k_y}{G_y} = \frac{k_z}{G_z}. \quad (4.5)$$

Setzt man dies in die absolute maximale Gradientenstärke  $G_{max} = \sqrt{G_x^2 + G_y^2 + G_z^2}$  ein, folgt, dass die für einen bestimmten k-Raum-Punkt  $\vec{k}_i$ , die maximal in die Raumrichtung  $m$  erlaubte Gradientenstärke durch

$$G_{max,m} = G_{max} \frac{k_m}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}} \quad (4.6)$$

gegeben ist. Die Gradientenstärken in die Raumrichtungen  $j \in \{x, y, z\}$  sind gegeben durch

$$G_j = \frac{k_j}{k_m} G_{max,m}. \quad (4.7)$$

Diese Werte werden in den Algorithmus eingefügt. Vorteilhaft an dieser Vorgehensweise ist, dass die Kodierzeiten mancher k-Raum-Punkte weiter sinken, wie in Abbildung 4.4 (B) gezeigt. Die Kodierzeiten besitzen eine radiale Symmetrie und hängen vom Betrag des k-Raum-Punktes  $|\vec{k}|$  ab. Zudem kann zur Berechnung die absolute maximale Gradientenstärke des MRTs verwendet werden, während bei RASP und dem einfacheren Ansatz aus Abbildung 4.3 die nominelle Gradientenstärke zur Berechnung verwendet werden muss. Höhere Gradientenstärken sind möglich.

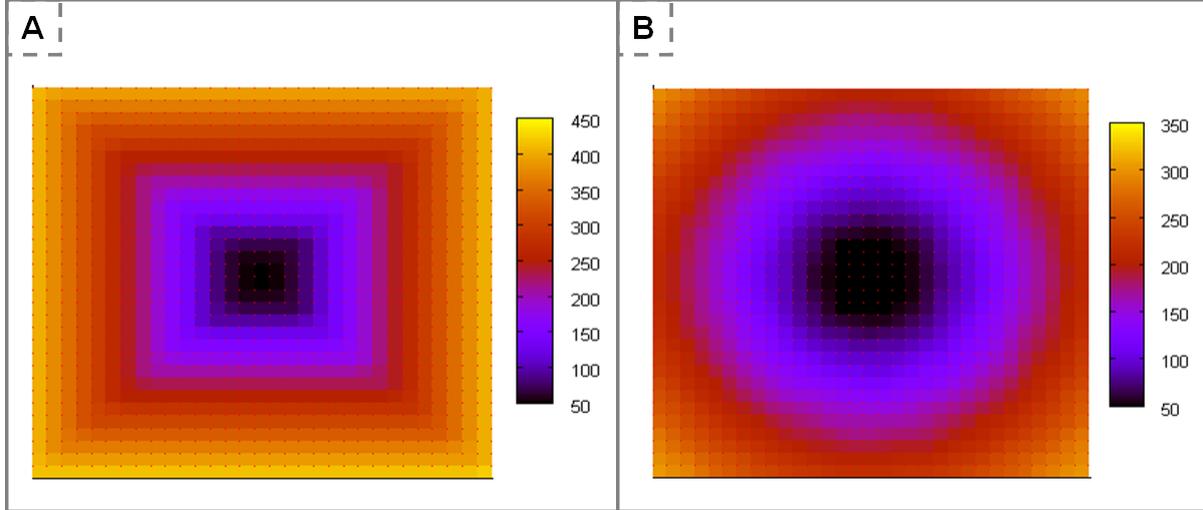


Abbildung 4.4: Kodierzeiten der GOSPEL-Sequenz (A) und der erweiterten GOSPEL-Sequenz (B) für eine Schicht durch das Zentrum des k-Raums in  $\mu\text{s}$ . Im k-Raum-Zentrum beträgt die Echozeit dem durch die Hardware bestimmten Wert  $T_{HW}$ .

Abbildung 4.5 (unten) zeigt die Akquisition einer k-Raum-Zeile in  $k_x$ -Richtung. Der Gradient in x-Richtung entspricht dem Verlauf aus Abbildung 4.2 (B). Die Linie ist nicht durchgehend gerade, da bei der Implementierung der Sequenz ein Raster von  $10 \mu\text{s}$  eingehalten werden muss, auf das die Kodierzeiten gerundet werden müssen. Entsprechend werden die Gradientenstärken angepasst. In  $k_y$ - und  $k_z$ -Richtung wird über die Linie ein konstanter Wert aufgenommen. Da die Kodierzeit mit dem Abstand von  $k_x$  zum k-Raum-Zentrum sinkt, müssen die Gradientenstärken von  $G_y$  und  $G_z$  angehoben werden. Sollten sie bereits am Maximalwert sein, kann die Kodierzeit nicht weiter sinken. In diesem Fall muss sich auch der Verlauf von  $G_x$  anpassen. Der Algorithmus berechnet dies automatisch und stellt immer die optimalen Gradientenstärken ein.

Bei der GOSPEL-Sequenz sind die Kodierzeiten nicht konstant. Es ist möglich, mit den Kodierzeiten auch die Repetitionszeiten für jeden k-Raum-Punkt zu senken, um die Messung zu beschleunigen. Damit würde jedoch der Steady-State gestört werden, weshalb die Repetitionszeiten in den Messungen konstant gelassen wird.

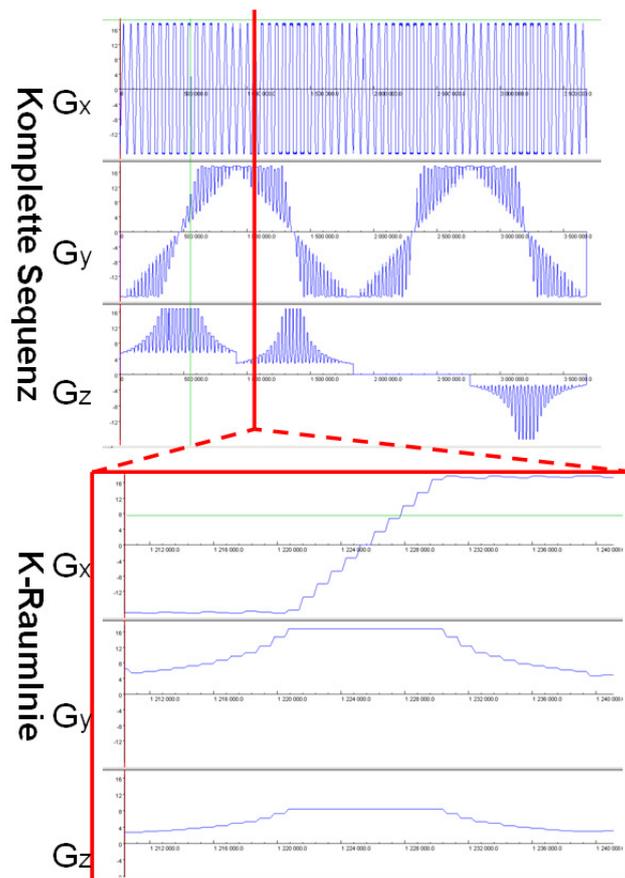


Abbildung 4.5: Gradientenverläufe der GOSPEL-Sequenz abgebildet für eine ganze Messung mit vier Partitionen (oben) und eine Linie durch den k-Raum (unten). Während bei der RASP/SPRITE-Sequenz die Gradienten  $G_y$  und  $G_z$  in einer Linie unverändert bleiben, vergleiche Abbildung 3.2, müssen sie bei der GOSPEL-Sequenz angepasst werden, um über die Linie einen konstanten k-Raum-Punkt-Wert zu erreichen.

## 4.2 Kontraständerungen

Der Kontrast der GOSPEL-Sequenz ist wie bei den in Kapitel 3 vorgestellten Methoden durch den Steady-State gegeben und im Bereich von Protonendichte- bis T1- gewichtet.

### 4.2.1 T2-selektive Vorpulse

In Abschnitt 3.5.1 wurden T2-selektive Vorpulse vorgestellt. In dieser Doktorarbeit wurden zwei weitere Verfahren entwickelt, in denen mit zwei beziehungsweise drei um  $180^\circ$  phasenverschobenen Kleinwinkelpulsen eine T2-Selektion erreicht wird.

Die Unterdrückung von Stoffen mit langem T2 wird mit zwei schnell aufeinanderfolgenden Pulsen erreicht. Wie in Abbildung 4.6 (A) und (B) gezeigt, wird mit dem ersten Puls der Magnetisierungsvektor aus seiner Gleichgewichtslage ausgelenkt. In der Zeit  $\tau$  bis zum zweiten, um  $180^\circ$  phasenverschobenen Puls zerfällt die transversale Magnetisierung mit T2. Mit dem zweiten Kleinwinkelpuls werden Spins mit langem T2 in ihre Ausgangslage zurückgerichtet, während Spins mit kurzem T2 wieder angeregt werden. Die Entwicklung der transversalen Magnetisierung während dieser Pulsfolge ist in Abbildung 4.6 (B) gezeigt. Anders als bei dem in [44] gezeigten Ansatz, ist der zweite Puls dabei auch gleichzeitig der Anregungspuls. Die Sättigung kann nicht nur durch Änderung des Zeitabstands zwischen beiden Pulsen, sondern auch dadurch modifiziert werden, dass die Flipwinkel der beiden Pulse nicht betragsgleich sind, wie in der Sättigungsverteilung in Abbildung 4.6 (C) gezeigt.

Auf ähnliche Weise kann eine Unterdrückung von Stoffen mit kurzem T2 erreicht werden. Erfolgt direkt nach dem zweiten Puls ein dritter, der die gleiche Phase wie der erste Puls hat, werden alle Spins mit kurzem T2 in die Ausgangslage gekippt, und nur Spins mit langem T2 haben transversale Komponenten und liefern Signal im Bild, wie in Abbildung 4.7 (A) und (B) dargestellt. Sind die Flipwinkel der Pulse nicht betragsgleich, lässt sich die T2-Selektion verändern, wie in Abbildung 4.7 (C) gezeigt. Die Unterdrückungsfunktion lässt sich auch durch Änderung der Zeitabstände beeinflussen.

Zwischen den einzelnen Pulsen muss das Gradientenmoment ausgeglichen sein, da die Rückstellpulse die Magnetisierungsvektoren sonst nicht wieder aufrichten können. Zum Testen der Pulse wird die GOSPEL- oder RASP-Sequenz daher so modifiziert, dass die Gradienten zum Puls ausgeschaltet sind und erst nach dem Puls hochfahren, um das benötigte Gradientenmoment gemäß Gleichung 2.14 zu erzeugen.

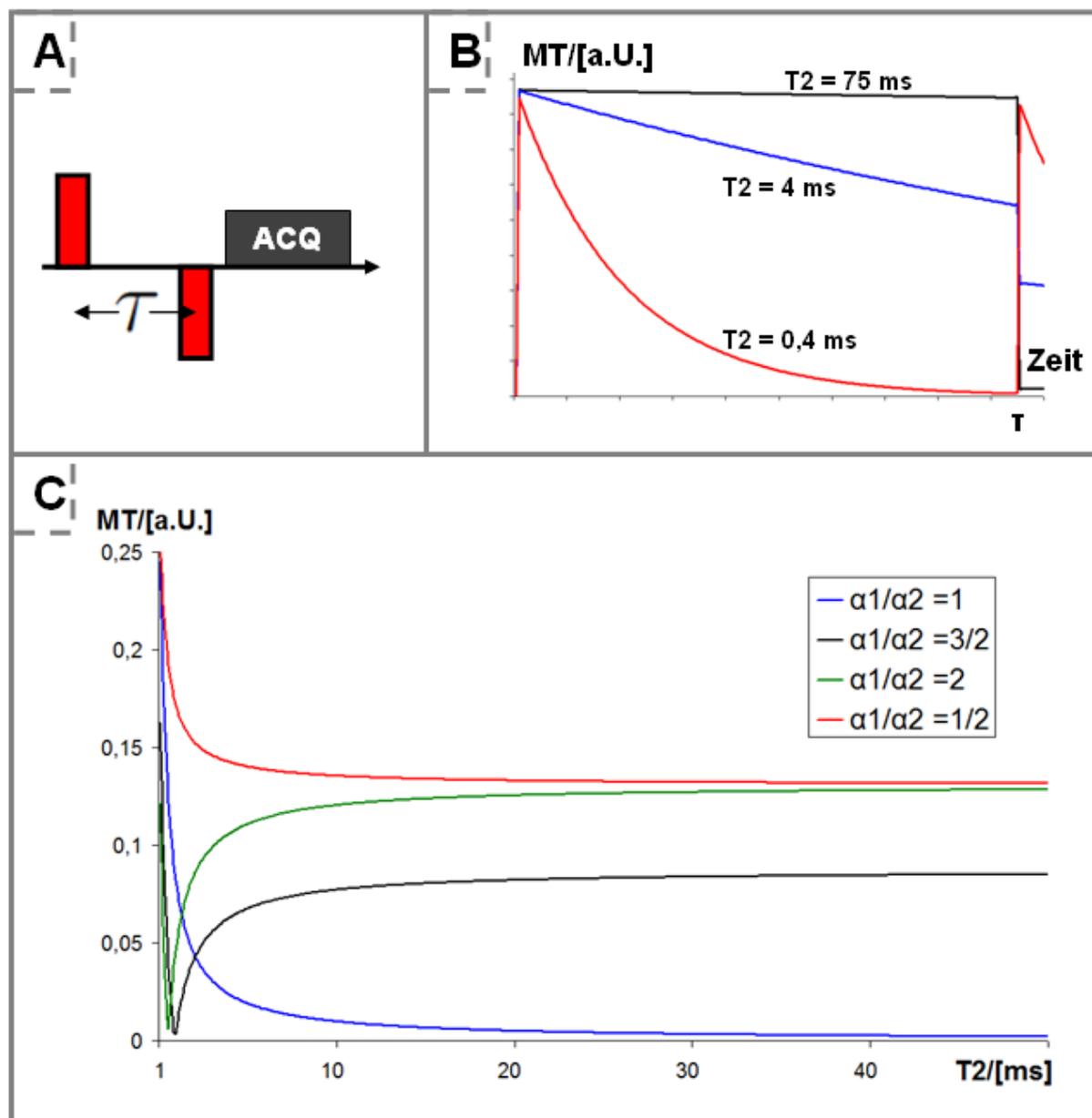


Abbildung 4.6: Unterdrückung von Stoffen mit langem  $T_2$ . A) Pulsfolge: Zur Zeit  $\tau$  nach dem ersten Puls folgt ein Puls mit  $180^\circ$  gedrehter Phase. B) Dadurch werden die Magnetisierungsvektoren von Spins mit langem  $T_2$  wieder aufgerichtet und Spins mit kurzem  $T_2$ , deren transversale Magnetisierung bereits zerfallen war, erneut angeregt. In dieser Simulation waren die Flipwinkel betragsgleich. C) Transversale Magnetisierung direkt nach dem zweiten Puls in Abhängigkeit von  $T_2$  für verschiedene Verhältnisse der Flipwinkelbeträge. Bei  $\alpha_1 = \alpha_2$  ist nur transversale Magnetisierung von Spins mit extrem kurzen  $T_2$  vorhanden. Der Abstand der Pulse betrug in dieser Simulation  $\tau = 0,4\text{ ms}$ .

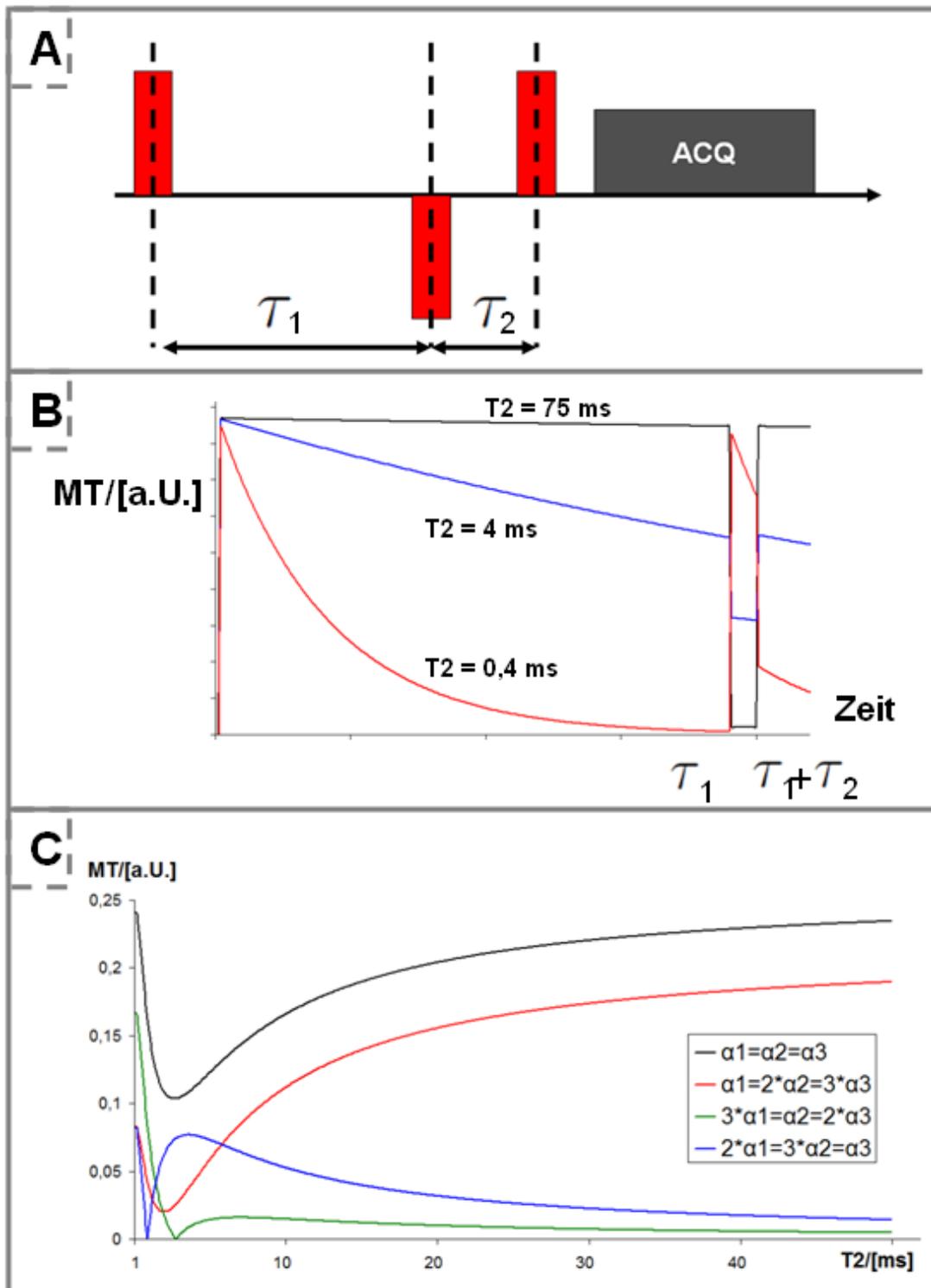


Abbildung 4.7: Unterdrückung von Stoffen mit kurzem  $T_2$ . A) Pulsfolge: Zur Zeit  $\tau_1$  nach dem ersten Puls folgt ein Puls mit  $180^\circ$  gedrehter Phase und danach zur Zeit  $\tau_1 + \tau_2$  ein weiter mit gleicher Phase wie der erste Puls. B) Durch den letzten Puls werden die Magnetisierungsvektoren von Spins mit kurzem  $T_2$  wieder aufgerichtet und Spins mit langem  $T_2$  erneut angeregt. In dieser Simulation waren die Flipwinkel betragsgleich. C) Transversale Magnetisierung direkt nach dem dritten Puls in Abhängigkeit von  $T_2$  für verschiedene Verhältnisse der Flipwinkelbeträge. Der Abstand der Pulse betrug in dieser Simulation  $\tau_1 = 10$  ms und  $\tau_2 = 1$  ms.

### 4.2.2 Akquisition eines zweiten Echos

Um ein Bild zu erhalten, das nur Stoffe mit kurzem  $T_2$  darstellt, kann wie bei den in den Abschnitten 3.2 bis 3.4 vorgestellten radialen Sequenzen durch Gradienteninversion ein zweites Echo mit einer deutlich längeren Echozeit  $TE_2$  erzeugt werden, siehe Seite 37. Im zweiten Echo sind Signale von Stoffen mit kurzem  $T_2$  bereits zerfallen und im Bild dunkel. Durch Differenzbildung vom ersten und zweiten Echo erhält man ein Bild, in dem nur Stoffe mit kurzem  $T_2$  zu sehen sind.

Ein zweites Echo kann auch mit SP-Sequenzen erzeugt werden. Anstatt am Ende der Repetition die Gradienten direkt auf den nächsten zu akquirierenden Punkt einzustellen, werden die Gradienten nach der Akquisition heruntergefahren. Das während des Herunterfahrens entstandene Gradientenmoment muss danach mit gegengepolten Gradienten ausgeglichen werden, bevor zur konstanten Zeit  $TE_2$  der k-Raum-Punkt erneut ausgelesen werden kann. Abbildung 4.8 zeigt das Gradientenschema.

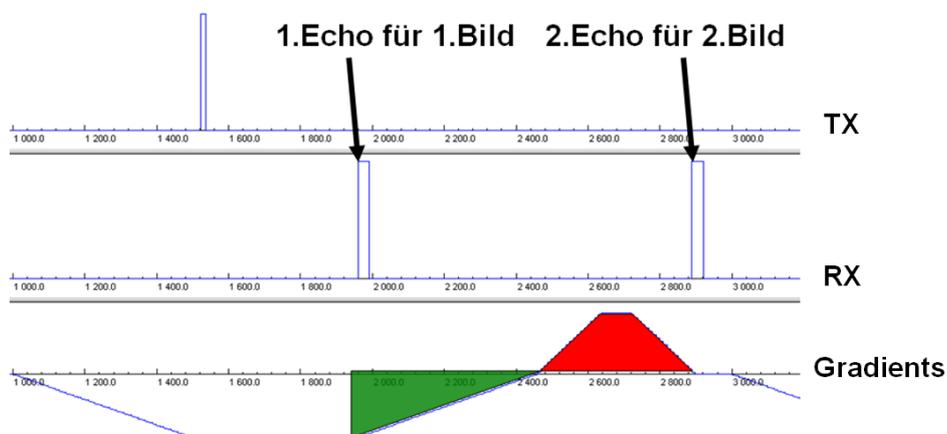


Abbildung 4.8: Akquisition eines zweiten Echos mit SP-Sequenzen. Nach der Akquisition des Punktes für das erste Echo werden die Gradienten heruntergefahren. Das dabei entstehende Gradientenmoment (grüne Fläche) muss ausgeglichen werden (rote Fläche) bevor ein weiterer Punkt für das zweite Echo aufgenommen werden kann.

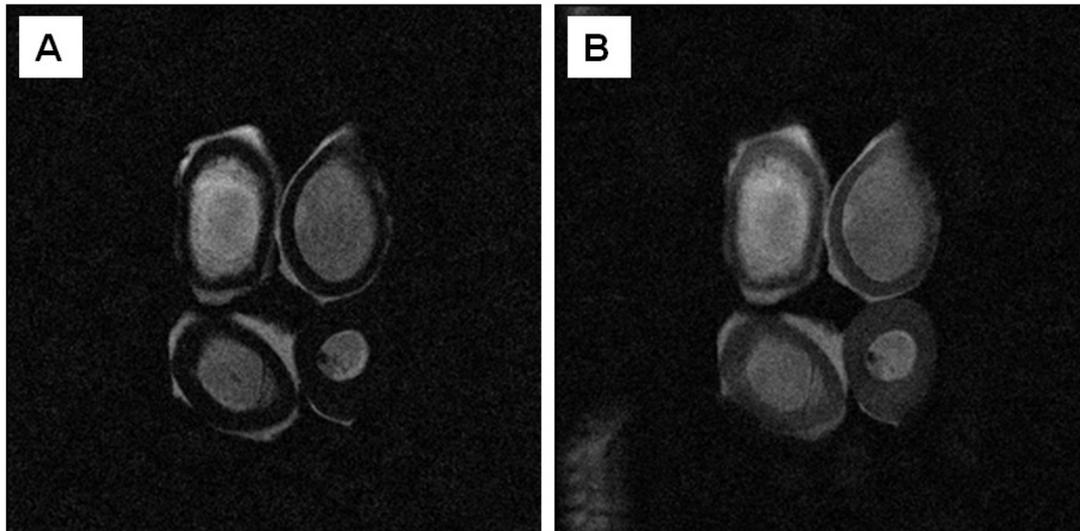


Abbildung 4.9: MR-Bild, aufgenommen mit der RASP- (A) und GOSPEL- (B) Sequenz bei identischer Fensterung. Auflösung  $R = 1$  mm, Schichtdicke 10 mm, Gradientenmaximum 17 mT/m,  $TE = 690 \mu s$  bei der RASP- und  $70 \mu s$  bei der GOSPEL-Messung,  $TR = 1.33$  ms und Messzeit 14.5 Minuten. Im GOSPEL-Bild ist deutlich mehr Signal von Knochen zu sehen. Zudem ist beim GOSPEL-Bild am linken unteren Rand Signal von Spulenelementen sichtbar, das im RASP-Bild nicht zu sehen ist.

### 4.3 Ergebnisse und Diskussion

Abbildung 4.9 zeigt ein RASP- bzw. SPRITE-Bild im Vergleich zu einem GOSPEL-Bild gemessen an einem Markknochen bei einer maximalen Gradientenstärke von 17 mT/m. Der Knochen liefert im GOSPEL-Bild deutlich mehr Signal als im RASP-Bild. Das SNR des Knochens bei der RASP-Sequenz beträgt 1,24 und bei der GOSPEL-Sequenz 3,59. Das Kontrast-zu-Rausch Verhältnis (CNR) von Knochen zum Hintergrund beträgt im RASP-Bild 0,38 und 4,06 im GOSPEL-Bild.

Ein in-vivo-Bildbeispiel der RASP- und GOSPEL-Sequenz ist in Abbildung 4.10 gezeigt. Während die Bänder im Handgelenk bei einer Echozeit von  $50 \mu s$  Signal im Bild liefern, ist ihr Signal im RASP-Bild zerfallen. Dies wird im Differenzbild deutlich, in dem Bänder und Knochenstrukturen erkenntlich sind. Außerhalb des Handgelenks sind auch die Kissen in der Spule zu erkennen, deren gebundene Protonen bei ultrakurzer Echozeit sichtbar sind.



Abbildung 4.10: In-vivo-MR-Bild, aufgenommen mit der RASP- (A) und GOSPEL- (B) Sequenz. Das Differenzbild von (A) und (B) ist in (C) gezeigt. Auflösung  $R = 1,15$  mm, Schichtdicke 10 mm, Gradientenmaximum 16 mT/m,  $TE = 700 \mu\text{s}$  bei der RASP- und  $70 \mu\text{s}$  bei der GOSPEL-Messung,  $TR = 1.33$  ms und Messzeit 5 min 45'. Im GOSPEL-Bild ist deutlich mehr Signal von Bändern und Knochen zu sehen. Auch das Kissen in der Spule wird sichtbar.

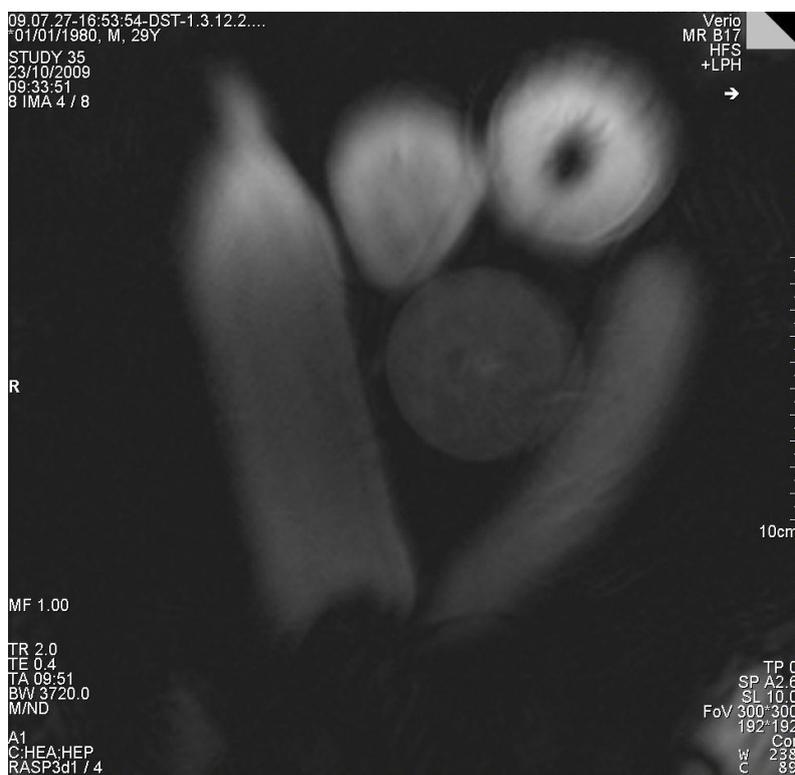


Abbildung 4.11: Blurring-Artefakt bei der GOSPEL-Sequenz, aufgenommen bei 3T. Das Artefakt tritt feldstärke- und objektunabhängig bei großen FOV, starken Gradienten und längeren Pulsen auf. Der Grund dieses Artefakts wird in Kapitel 6 beschrieben. Die Einstellungen der Aufnahme waren Pulsdauer  $20 \mu\text{s}$ , 17 mT/m Gradientenstärke und 300 mm FOV.

Anders als bei der RASP- oder SPRITE-Sequenz kann in der GOSPEL-Sequenz T2-Blurring nicht vermieden werden, da nicht-konstante Kodierzeiten verwendet werden. Unabhängig vom T2-Blurring tritt in der GOSPEL-Sequenz ein Artefakt auf, das bei der RASP-Sequenz nicht beobachtet wurde. Bei größeren Gradientenstärken verwischen Bereiche am Rand des FOV radial nach außen, wie in Abbildung 4.11 gezeigt. Mit kleineren Gradientenstärken oder kürzeren Pulsen kann dieses Artefakt minimiert oder gänzlich verhindert werden.

Abbildung 4.12 demonstriert die in Absatz 4.2.1 eingeführten Kleinwinkelpulse an einem gekochten Ei. Zwischen Eigelb und Eiweiß besteht ein hoher T2-Wert-Unterschied. In Abbildung 4.12 (A) und (B) ist die Unterdrückung von Stoffen mit langen T2-Werten ersichtlich. Das Signal mit langen T2-Werten innerhalb des Eis wird stark geschwächt, während das Signal von kurzen T2s des Schaumstoffs erhalten bleibt. Die Unterdrückung kurzer T2 Stoffe wird in Abbildung 4.12 (C) und (D) gezeigt. Hier ist das Signal des Schaumstoffs verschwunden und im Ei ein gesteigerter T2-Kontrast zu sehen.

In [46] wurde herausgefunden, dass ein zweites Echo zur Erstellung eines Bildes, in dem nur Stoffe mit kurzem T2 zu sehen sind, vorteilhafter ist, als die Verwendung von T2 selektiven Vorpulsen. Im Folgenden wird daher in dieser Arbeit mit einem zweiten Echo gearbeitet.

Mit der GOSPEL-Sequenz sind deutlich kürzere Echozeiten als mit bekannten Single-Point Sequenzen möglich. Die Echozeiten der GOSPEL-Sequenz sind nur von der Hardware durch die Umschaltzeit von Sende- zu Empfangsmodus und die Pulsdauer begrenzt. In der Sequenz werden in einem Algorithmus für jeden k-Raum-Punkt automatisch die kürzestmöglichen Kodierzeiten und optimalen Gradientenkonstellationen berechnet und verwendet. Wie in den Abbildungen 4.9 und 4.10 gezeigt, wird mit der GOSPEL-Sequenz im Vergleich zur herkömmlichen SP-Sequenz RASP ein deutlich höheres SNR von Stoffen mit sehr kurzen T2-Zeiten erzielt. Einer der größten Nachteile von SP-Sequenzen - die geringe Zeiteffizienz und dadurch eine sehr lange Messzeit - bleibt mit der GOSPEL-Sequenz jedoch bestehen.

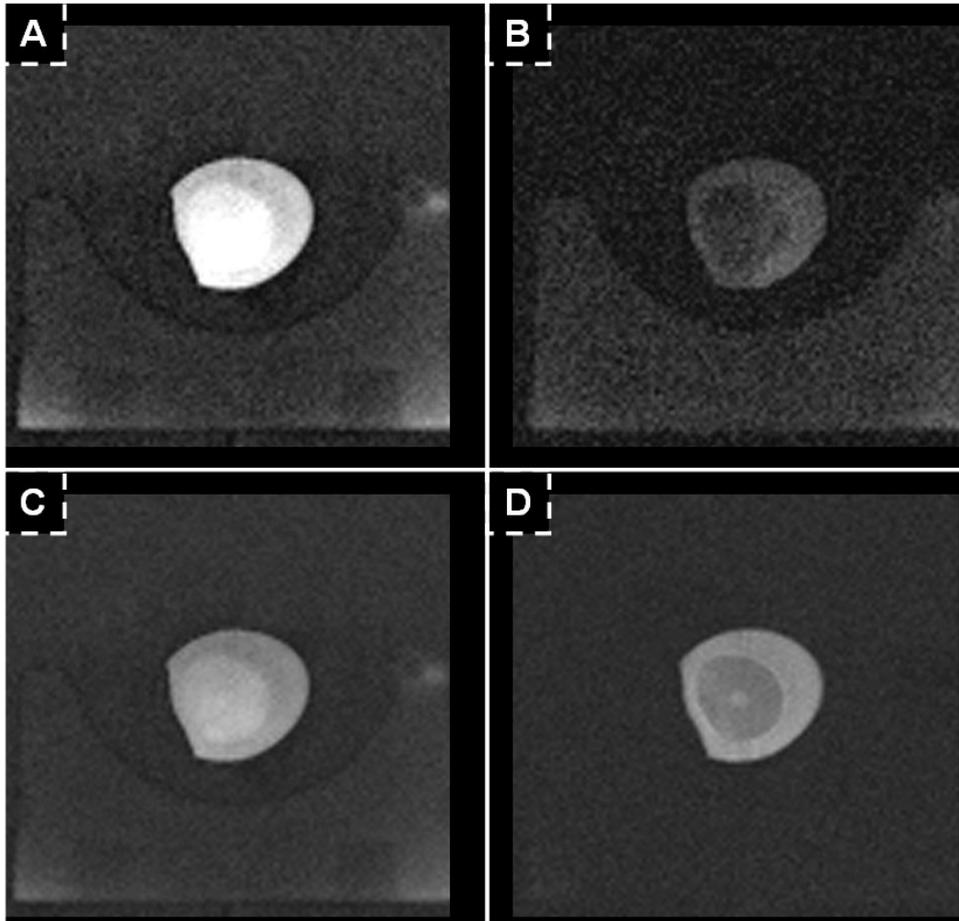


Abbildung 4.12: Bildbeispiel der in Abschnitt 4.2.1 vorgestellten T2-selektiven Vorpulse an einem gekochten Ei. In A) und B) wird die Unterdrückung langer T2-Werte demonstriert. Mit Vorpuls (B) ist das Ei deutlich dunkler als ohne Vorpuls in (A), während das Signal vom Schaumstoff fast unverändert bleibt. In C) und D) wird die Unterdrückung kurzer T2-Werte gezeigt. Dort ist es genau umgekehrt. Das Signal des Schaumstoffs ohne Vorpuls (C) ist gesättigt. Dafür hat sich mit Vorpuls (D) auch im Ei der Kontrast invertiert. Das Signal des Eigelbs mit kürzerem T2 ist dunkler als das des Eiweisses. A) und B) sowie C) und D) sind jeweils gleich gefenstert. In beiden Fällen waren die Flipwinkel betragsgleich.

## 5 PETRA-Sequenz

In diesem Kapitel wird die in dieser Doktorarbeit neu entwickelte und implementierte 'Pointwise Encoding Time reduction with Radial Acquisition' (PETRA)-Sequenz vorgestellt. Ziel dieser Sequenz ist es, Probleme und Limitationen anderer Ansätze zu umgehen und in schneller Messzeit stabile Bilder mit ultrakurzer Echozeit aufzunehmen, ohne auf Änderungen an der Hardware des MRTs angewiesen zu sein.

Die PETRA-Sequenz erreicht für jeden k-Raum-Punkt die kürzestmöglichen Kodierzeiten, limitiert durch die Pulsdauer, Totzeiten und die Gradientenperformance des MRTs. Bei der PETRA-Sequenz werden äußere k-Raumbereiche mit radialen Halbprojektionen aufgenommen, während das k-Raum-Zentrum einzelpunktartig auf einer kartesischen Trajektorie akquiriert wird. Diese Hybridsequenz kombiniert die Merkmale von SP-Sequenzen mit radialer Bildgebung ohne die Notwendigkeit von Hardwareänderungen. Mit der PETRA-Sequenz können dreidimensionale Datensätze mit einer isotropen Auflösung von einem Millimeter in unter drei Minuten aufgenommen werden.

Unterschiede zwischen der PETRA- und der UTE-Sequenz werden mit Hilfe von Simulationen und Phantommessungen evaluiert. Vorteile der PETRA-Sequenz werden für Stoffe mit einem T2 von deutlich unter einer Millisekunde gezeigt. Das SNR- und das CNR-Verhalten, sowie Limitationen des Ansatzes werden untersucht.

### 5.1 Methode

#### 5.1.1 Bildgebungssequenz

Die PETRA-Sequenz besteht aus einem radialen und einem kartesischen Akquisitionsabschnitt. Wie beim sogenannten *Keyhole imaging* [47] (Schlüsselloch-Bildgebung) werden der innere und äußere k-Raum in zwei Teilen gemessen. Ein niedrig aufgelöstes Bild wird im kartesischen Teil gemessen, im radialen Teil werden die hohen Ortsfrequenzen des k-Raums akquiriert. Der radiale Teil verläuft vergleichbar zum Ablauf der zTE-Sequenz. Radiale Halbprojektionen werden gleichmäßig auf einer Kugeloberfläche verteilt. In dieser Arbeit wird dazu die in [48] beschriebene Methode benutzt. Für eine Anzahl von  $N_P$  Projektionen werden bei der  $n$ -ten Repetition die Azimutal- und Polarwinkel

$$\phi_n = \arccos(h_n), \quad \theta_n = \left( \theta_{n-1} + \frac{3.6}{\sqrt{N(1-h_n^2)}} \right) \bmod (2\pi) \quad (5.1)$$

mit  $h_n = 1 - 2n/N_P$  und  $n \in [1, N_P]$  verwendet.

Nach dem Hochfahren der Gradienten wird ein harter Anregungspuls mit kleinem Flipwinkel appliziert und zur Zeit  $t = TE$  nach der Mitte des Pulses mit der Datenakquisition begonnen, siehe Abbildung 3.6 (A). Diese Zeit darf nicht kleiner als die von der Hardware vorgegebene Zeit  $T_{HW}$  sein, siehe Seite 28. Die verwendete absolute maximale Gradientenstärke

$|\vec{G}_{max}| = \sqrt{G_x^2 + G_y^2 + G_z^2}$  ist während der radialen Akquisition konstant. Da bei eingeschalteten Gradienten die Kodierung der Spins bereits zur Zeit  $t = 0$  in der Mitte des Pulses startet, ist zum Zeitpunkt TE bereits der durch Gleichung 3.10 gegebene k-Raum-Wert  $k^* = (\gamma TE G_{max})$  erreicht. Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, können k-Raum-Punkte mit  $|k| < |\vec{k}^*|$  nicht auf diese Weise gemessen werden, so dass ein Loch im k-Raum-Zentrum entsteht, siehe Abbildung 3.6 (B). Die fehlenden Punkte im k-Raum-Zentrum sind essentiell für ein hohes SNR. Die zTE-Sequenz versucht diese Werte algebraisch zu berechnen, während WASPI mit halbiert maximaler Gradientenstärke die Ausdehnung des Lochs verkleinert.

In der PETRA-Sequenz werden die fehlenden Punkte einzelpunktartig im kartesischen Teil der Sequenz gemessen. Jeder Punkt in der Kugel mit  $|\vec{k}| < |\vec{k}^*|$  wird gemessen, so dass das Loch im k-Raum-Zentrum komplett geschlossen wird. Der kartesische Teil der Sequenz verläuft wie bei den SP-Sequenzen RASP, SPRITE oder GOSPEL. Der Bereich, in dem die PETRA-Sequenz kartesisch akquiriert, ist der Bereich, in dem die GOSPEL-Sequenz nicht mehr mit maximaler Gradientenstärke messen kann, siehe Gleichung 4.4. Die Gradienten im kartesischen Teil der PETRA-Sequenz werden vor dem Senden des harten Pulses hochgefahren und ein einzelner Punkt zur Zeit  $t = TE$  gemessen. Die Gradientenstärke für diese Punkte ist gegeben durch

$$\vec{G} = \gamma \vec{k} / TE. \quad (5.2)$$

Aus Gleichungen 3.10 und 5.2 folgt, dass die im kartesischen Teil verwendete Gradientenstärke immer kleiner als die im radialen Teil verwendete Gradientenstärke ist. Während im radialen Teil der Sequenz die Gradientenstärke konstant gehalten wird, ist im kartesischen Teil der Sequenz die Kodierzeit konstant. Abbildung 5.1 zeigt das Sequenzdiagramm beider Akquisitionsteile der PETRA-Sequenz. Die Kodierzeiten der PETRA-Sequenz sind gleich denen der GOSPEL-Sequenz, siehe Gleichung 4.3 und Abbildung 4.2 (A). Wie in Abbildung 5.1 (A) gezeigt, kann mit der PETRA-Sequenz auf die gleiche Weise wie bei der zTE-, WASPI- oder UTE-Sequenz ein Gradientenecho erzeugt werden. Das Differenzbild aus erstem und zweitem Echo enthält optimalerweise nur noch Stoffe mit sehr kurzem T2. Im zweiten Echo wird eine komplette Projektion durch den k-Raum aufgenommen. Es entsteht kein Loch im k-Raum-Zentrum, so dass beim zweiten Echo kein SP-Teil nötig ist.

Wie die zTE-, WASPI- oder SWIFT-Sequenz ist mit der PETRA-Sequenz keine gezielte Selektion einer zweidimensionalen Schicht möglich, da die Gradienten zur Anregung bereits eingeschaltet sind. In der verwendeten Implementierung werden isotrope 3D-Daten akquiriert.

Die Messzeit der PETRA-Sequenz ist wegen des zusätzlichen kartesischen Teils etwas länger als die Messzeit der zTE-Sequenz. Für eine Auflösung von  $R = 1$  mm wird beispielsweise bei einer Gradientenstärke von 20 mT/m eine Kodierzeit von  $T_{Enc} \approx 600 \mu s$  für die äußeren k-Raum-Punkte benötigt, vergleiche Beispiel auf Seite 34. Bei einer Echozeit von  $TE = 50 \mu s$  müssen  $50/600 = 8\%$  der k-Raum-Projektion mit dem kartesischen Teil der Sequenz gemessen werden. Bei einer Matrixgröße von  $N = 256^3$  enthält die Kugel mit  $|\vec{k}| < |\vec{k}^*|$  eine Anzahl von  $N_{kart} = 4/3\pi(256/2 * 0.08)^3 \approx 4450$  Punkten, die kartesisch gemessen werden müssen. Verglichen mit einer Anzahl von  $N_P = 50000$  Projektionen sind dies weniger als neun Prozent. Die Messzeit der PETRA-Sequenz ist daher generell ungefähr fünf bis zehn Prozent länger als die der zTE-Sequenz.

Die Echozeit TE kann im Prinzip auf einen beliebigen Wert größer  $T_{HW}$  gesetzt werden. Auch mit Echozeiten größer als  $T_{HW}$  entsteht kein Loch im k-Raum-Zentrum, da der kartesische Teil der Sequenz alle Punkte im k-Raum-Zentrum, die nicht radial gemessen werden, erfasst. Mit längerer Echozeit ändert sich nur das Verhältnis von radial und kartesisch gemessenen Punkten.

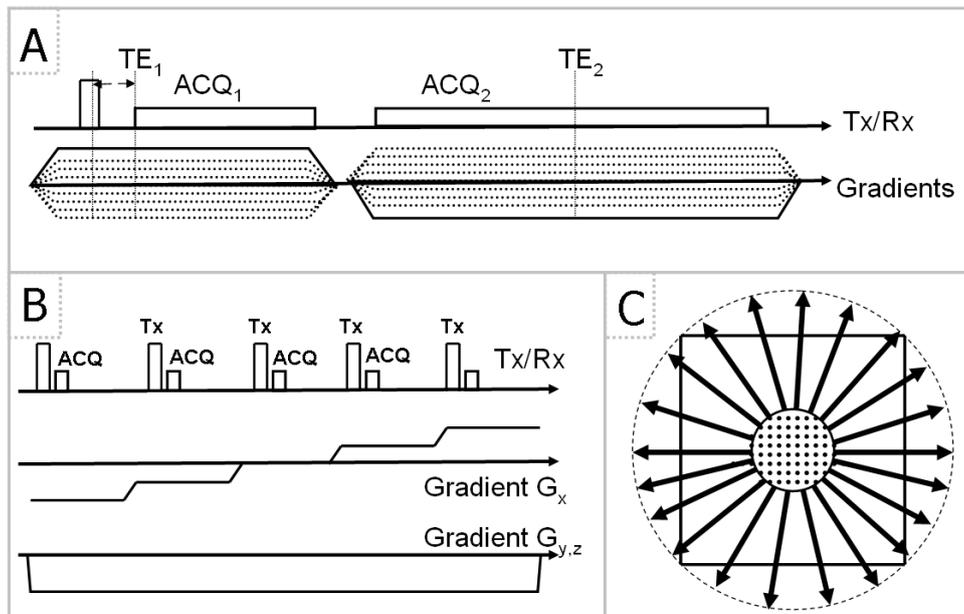


Abbildung 5.1: A) Diagramm des radialen Teils der PETRA-Sequenz. Nach einer Hartpulsanregung wird eine radiale Halbprojektion akquiriert. Falls ein zweites Echo aufgenommen werden soll, werden die Gradienten am Ende der ersten Akquisition invertiert und eine komplette Projektion mit der Echozeit TE<sub>2</sub> akquiriert. B) Diagramm des kartesischen Teils der Sequenz. Gradienten werden durchgestept um alle fehlenden k-Raum-Punkte im Zentrum des k-Raums zu akquirieren. C) Schematische PETRA-k-Raum-Abdeckung für eine Schicht durch die Mitte des 3D-k-Raums.  
Quelle der Abbildung: [49]

Diese Flexibilität der Echozeit kann prinzipiell zu T2\*-Quantifizierungen genutzt werden, indem Bildreihen mit verschiedenen Echozeiten gemessen und ausgewertet werden.

### 5.1.2 2D-PETRA

Die PETRA-Sequenz verwendet wie die zTE-, WASPI- und SWIFT-Sequenz Pulse, die in erster Näherung nicht-selektiv sind. Zur Ortsauflösung muss in drei Dimensionen kodiert werden. Durch die kurzen Echozeiten eröffnet sich zusätzlich die Möglichkeit, eine zweidimensionale Aufnahme zu akquirieren. Dabei wird keine Kodierung in Schichtrichtung durchgeführt und ein Projektionsbild - vergleichbar einer Röntgenaufnahme - gemessen. Dies ist nur mit sehr kurzen Echozeiten möglich, da bei Standardsequenzen mit längerer Echozeit die Dephasierung in Schichtrichtung zu stark wäre.

Da nur ein zweidimensionaler k-Raum gefüllt werden muss, kann die Messung sehr schnell sein - zwischen 0,3 bis 3 Sekunden pro Bild - und es kann zeitaufgelöst akquiriert werden.

### 5.1.3 Bildrekonstruktion

Bei der Bildrekonstruktion der PETRA-Sequenz ist es nötig, die gemessenen Daten auf ein kartesisches Gitter zu gridding. Der in dieser Arbeit genutzte Gridding-Algorithmus beruht auf dem sogenannten Kaiser-Bessel-Fenster [50]. In diesem Algorithmus werden die gemessenen Daten

mit der Kaiser-Bessel-Funktion

$$C(k) = \begin{cases} \frac{1}{W} I_0 \left( \beta \sqrt{1 - \left(\frac{2k}{W}\right)^2} \right) & , \text{ falls } |k| \leq \frac{W}{2}, \\ 0 & , \text{ sonst} \end{cases} \quad (5.3)$$

gefaltet.  $I_0$  ist die modifizierte Bessel-Funktion nullter Ordnung,  $W$  die Weite des Faltungskernels. In [50] wurde für eine Weite von  $W = 3,0$  der Wert von  $\beta = 4,2054$  als Optimum errechnet. Jeder gemessene Punkt wird anhand von Gleichung 5.3 auf die umliegenden Punkte des kartesischen Gitters interpoliert. Mit Hilfe des Faltungstheorems, siehe Gleichung 3.11, kann die Faltung des  $k$ -Raums mit der Kaiser-Bessel-Funktion durch Division mit der Fouriertransformierten von Gleichung 5.3 im Bildraum herausgerechnet werden. Die Fouriertransformierte der rechten Seite von Gleichung 5.3 ist gegeben durch

$$c(x) = \frac{\sin \sqrt{\pi^2 W^2 x^2 - \beta^2}}{\sqrt{\pi^2 W^2 x^2 - \beta^2}}. \quad (5.4)$$

Vor dem Gridden müssen, wie in Abschnitt 2.3.4 beschrieben, die Dichteunterschiede auf den radialen Projektionen gemäß Gleichung 2.24 ausgeglichen werden. Die Dichtematrix der radialen Projektionen muss auf die Punktdichte der kartesisch gemessenen Punkte normiert sein.

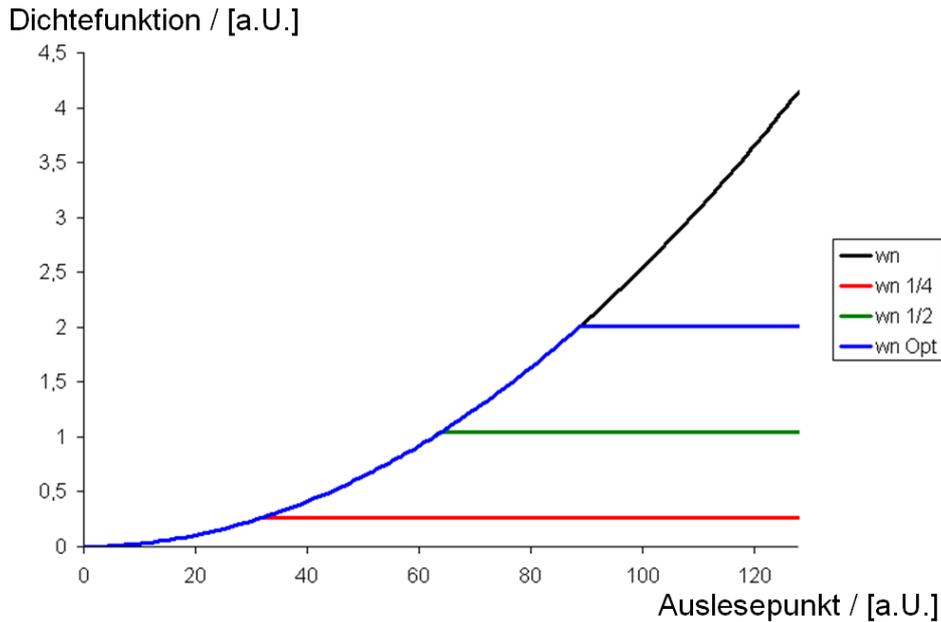


Abbildung 5.2: Verschiedene Abbruchkanten der radialen dreidimensionalen Dichtematrix, siehe Gleichung 2.24, bei radialer Unterabtastung. Wird das Plateaulevel schnell erreicht, ist der Außenbereich des  $k$ -Raums untergewichtet. Damit steigt das SNR des Bildes auf Kosten der Auflösung. Wird es erst weiter außen erreicht, sinkt das SNR und die Auflösung steigt. Hier ist das Plateau beispielsweise bei 25 % und 50 % der ausgelesenen Punkte sowie dem experimentell gefundenen optimalen Wert erreicht.

Nach dem Nyquistkriterium für radiale Akquisitionen, siehe Gleichung 2.20, müssen für eine Matrixgröße von beispielsweise  $N = 256^3$  ungefähr 200000 radiale Halbprojektionen aufgenommen werden. Werden nicht genügend radiale Projektionen aufgenommen - bei dieser Matrixgröße werden in dieser Arbeit meist 50000 Halbprojektionen akquiriert - ist der k-Raum radial unterabgetastet. In diesem Fall kann ein Abbrechen der Dichtematrix zu einem Plateau im k-Raum-Außenbereich die Bildqualität auf Kosten der Bildauflösung steigern. In dieser Arbeit geschieht dies wie in [51] und [52] beschrieben und in Abbildung 5.2 gezeigt.

### Rekonstruktion des zweiten Echos

Die Implementierung der Akquisition und Rekonstruktion des zweiten Echos kann durch Zeitverzögerungen  $\Delta t$  im Gradientensystem beeinträchtigt werden. Bei kartesischer Abtastung hätte diese Zeitverzögerung keinen Einfluss auf das Bild, da der k-Raum kohärent verschoben und die zusätzliche Phase für jede akquirierte Linie konstant wäre. Bei Betragsbildern wäre dieser zusätzliche Faktor in Gleichung 2.16 gleich eins.

Das zweite Echo der PETRA-Sequenz und der anderen radialen UEZ-Sequenzen ist ein radiales Gradientenecho. Eine Zeitverzögerung  $\Delta t$  führt zu einem Offset OS der gemessenen Punkte. Das k-Raum-Zentrum wird nicht bei  $N/2$  sondern  $N/2 + OS$  durchlaufen, wie in Abbildung 5.3 gezeigt. Dies geschieht für jede radiale Projektion, so dass das k-Raum-Zentrum beim Gridden fälschlicherweise auf einer Kugel um das tatsächliche Zentrum platziert wird. Dies führt zu Artefakten im Bild, die je nach Stärke von leichten Ausleuchtungsunterschieden bis zu vollkommen unbrauchbaren Bildern reichen.

Um dies zu verhindern, kann versucht werden, die Zeitverzögerungen für verschiedene Systeme und Einstellungen zu vermessen. Andererseits kann per Hand versucht werden, die Zeitverzögerungen einzustellen.

In dieser Doktorarbeit wurde ein neues automatisches Verfahren entwickelt, das den Offset OS der Projektion in der Bildrekonstruktion behebt. Grundannahme des Verfahrens ist, dass das k-Raum-Zentrum den größten Absolutwert aller k-Raum-Werte hat. Für jede gemessene Projektion des zweiten Echos wird ermittelt, welcher gemessene Punkt den höchsten Absolutwert besitzt. Anschließend wird der Mittelwert dieser Punkte über alle Projektionen und daraus der Offset errechnet. Beim Gridden werden dementsprechend alle Punkte um OS auf der Projektion verschoben.

#### 5.1.4 MR-Simulationen

Der Einfluss des T2-Blurrings auf die optimalen Ausführungen der UTE- und PETRA-Sequenz wurde per Simulation mit MATLAB 2008 (The MathWorks Inc., Natick, MA) untersucht. Wie in Abbildung 3.5 gezeigt, wird ein eindimensionales Objekt mit verschiedenen T2-Zeiten zwischen 50 und 1000  $\mu s$  betrachtet. In der Simulation wurde das Objekt zuerst in den k-Raum fouriertransformiert und dort gemäß Gleichung 3.9 mit den Kodierzeiten der UTE- bzw. PETRA-Sequenz gewichtet. Mit einer inversen Fouriertransformation erhält man das mit den beiden Sequenzen zu erwartende Bild. Die Simulationseinstellungen waren  $TE = 50 \mu s$ , Gradientstärke 20 mT/m, Slewrate 100 mT/m/ms, FOV = 200 mm und eine Matrixgröße von  $N = 256$ . Die Modulations Transfer-Funktion (MTF) [53] wurde für ein deltaförmiges Objekt berechnet. Die MTF gibt eine quantitative Aussage über die Auflösung des Bildes.

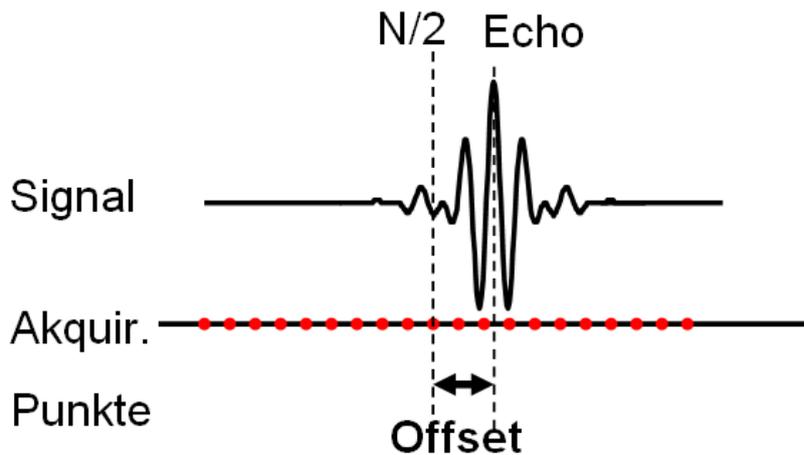


Abbildung 5.3: Offset einer radialen Projektion. Bei Zeitverzögerungen im Gradientensystem wird das k-Raum-Zentrum nicht zur Hälfte der Projektion  $N/2$  durchlaufen, sondern ist um einen Offset verschoben.

### 5.1.5 MR-Messungen

MR-Messungen wurden - soweit nicht anders vermerkt - an einem klinischen MRT MAGNETOM Avanto (Siemens Healthcare, Erlangen, Deutschland) mit 1,5T Feldstärke durchgeführt. Die Hardware des MRT und der verwendeten Spulen wurde nicht verändert. Es wurden eine 4-Kanal-Kopfspule, eine 15-Kanal-TX/RX Kniespule, eine 8-Kanal-Handgelenksspule und eine 8-Kanal-Fußgelenksspule verwendet. Die Kopf-, Handgelenks- und Fußgelenksspule sind RX-only-Spulen. Bei diesen Spulen wird die Body-Spule zur Anregung verwendet. Die Totzeit der Spulen liegt im Bereich von  $50 \mu\text{s}$ . Zur Anregung wurde ein harter rechteckförmiger Puls mit einer Dauer von  $\tau = 14 \mu\text{s}$  mit konstanter Anregungsphase und Flipwinkeln von bis zu neun Grad benutzt. Die Echozeit des ersten Echos wurde auf  $\text{TE}_1 = 50$  bis  $70 \mu\text{s}$  begrenzt.

Ist das zweite Echo aktiviert, wird die Echozeit auf 4.6 ms gesetzt, um ein In-phase-Fettsignal zu erreichen. Es wurden Repetitionszeiten von 2 bis 5 ms für Single-Echo-Aufnahmen und 6 bis 10 ms für Doppel-Echo-Aufnahmen verwendet. Für eine Anzahl von  $N_P = 50000$  radialen Halbprojektionen beträgt die Gesamtmesszeit inklusive kartesischem Messteil 2 bis 4 Minuten für Single-Echo- und 5 bis 10 Minuten für Doppel-Echo-Aufnahmen. Die maximale Gradientenstärke wurde auf 8 bis 15 mT/m und die Rampzeit auf 0,5 bis 1 ms gesetzt.

Phantommessungen wurden an Markknochen durchgeführt. Verschiedene Anzahlen radialer Projektionen  $N_P$  wurden getestet, um die Abhängigkeit von  $N_P$  und des Plateaulevels der radialen Dichtematrix zu untersuchen. Eine Vergleichsmessung zwischen der UTE- und PETRA-Sequenz wurde durchgeführt. Die UTE-Sequenz wurde wie in [17] implementiert. Für die Vergleichsmessung wurden die Kopfspule und die folgenden Parameter verwendet:  $R=1,3 \text{ mm}$ ,  $N = 192^3$ , 50000 Halbprojektionen,  $\alpha = 8^\circ$ , Gradientenstärke 12 mT/m und  $\text{TE} = 70 \mu\text{s}$ . Um den gleichen Steady-State zu erhalten, wurde TR in beiden Messungen auf  $\text{TR} = 2,83 \text{ ms}$  gesetzt, was das Minimum für die UTE-Sequenz war. Die PETRA-Sequenz hätte in diesem Fall ein minimales TR von 2,21

ms ermöglicht.

Die Korrektur des Offsets im zweiten Echo und verschiedene spektrale Vorpulse wurden an verschiedenen Phantomen, darunter auch ein Fett-Wasser-Phantom, getestet. Um die Messung zu beschleunigen, werden Vorpulse im kartesischen Teil der Sequenz in höherer Frequenz appliziert als im k-Raum-Außenbereich. Dies ist meist ohne Einfluss auf den Bildkontrast möglich, da das k-Raum-Zentrum einen größeren Einfluss auf den Kontrast als der k-Raum-Außenbereich hat. Der Außenbereich des k-Raums beeinflusst die Schärfe des Bildes.

In ein Phantom wurden Styroporkugeln eingebaut, die ähnliche Suszeptibilitätseigenschaften wie magnetisch markierte Sonden haben, um den sogenannten IRON-Vorpuls zu testen. Der IRON-Vorpuls [54] hat es zum Ziel, einen hyperintensiven Kontrast von Spins im direkten Umfeld von magnetisch markierten Sonden zu generieren, damit diese leicht und zuverlässig lokalisiert werden können. Er nutzt die spektrale Aufweitung des Wasser-Peaks im Umfeld der Sonden und sättigt schmalbandig die Wasserfrequenz, so dass lediglich vom Dipolfeld der Sonde gestörte Spins Signal im Bild liefern. Dies ist schematisch in Abbildung 5.4 gezeigt. Da bei ultrakurz-echozeiten kaum Signalverluste durch Dephasierungen auftreten, könnten UEZ-Sequenzen in Verbindung mit einem IRON-Puls ein besseres SNR liefern als andere Sequenzen.

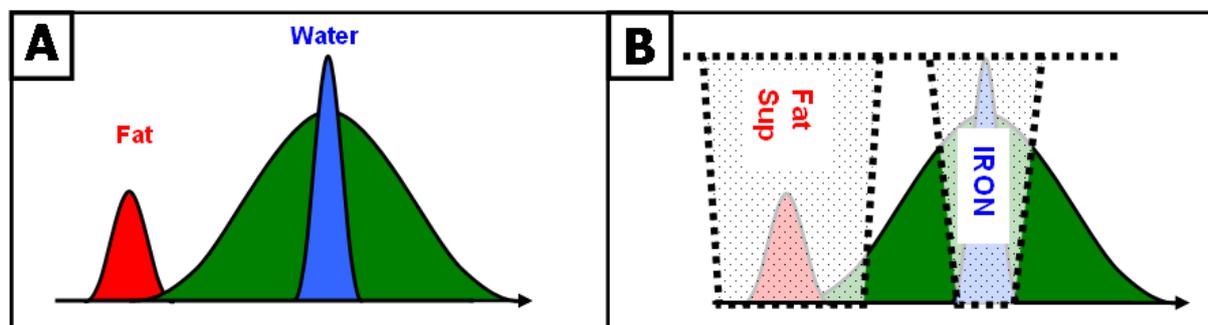


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Frequenzverteilungen im Umfeld von magnetischen Sonden. Durch das Dipolfeld der Sonden ist der Wasserpeak (blau) aufgeweitet (grüner Bereich). Wird, wie rechts angedeutet, der Wasser-Peak mit einem schmalbandigen Puls gesättigt und Fett unterdrückt, bleibt nur Signal von gestörten Protonen im Umfeld der Sonden übrig.

## 5.2 Ergebnisse

Abbildung 5.5 zeigt die Kodierzeiten, die bei der UTE- und PETRA-Sequenz im k-Raum benötigt werden. Die PETRA-Sequenz hat im gesamten k-Raum kürzere Echozeiten, da keine Kodierzeit während des Gradientenhochfahrens verloren geht und die Kodierung ab der Mitte des Pulses startet. k-Raum-Punkte kleiner als  $k^*$  haben in der PETRA-Sequenz eine konstante Kodierzeit. Bei größeren Werten steigt die Kodierzeit linear an. In der UTE-Sequenz steigt die Kodierzeit während des Hochfahrens der Gradienten mit einer Wurzelfunktion und danach linear, siehe Gleichung 3.8.

In der Umgebung von Chemical Shifts oder  $B_0$ -Inhomogenitäten sind geringe radiale Verschiebungen im Bild zu sehen. Diese sind vergleichbar mit den Effekten in anderen radialen Sequenzen. Anders als die RASP- und SPRITE-Sequenz sind die Phasen in der PETRA-Sequenz bei Off-Resonanzen nicht konstant. In den Experimenten wurden auch im Umfeld von Off-Resonanzen

keine Diskontinuitäten in der Entwicklung der Phasen festgestellt. Das liegt daran, dass es anders als bei der WASPI-Sequenz in der Entwicklung der Kodierzeiten bei der PETRA-Sequenz keine Sprünge oder Diskontinuitäten gibt, siehe Abbildung 5.5. Es wurden keine Artefakte durch die Kombination der radialen und kartesischen Akquisitionen festgestellt.

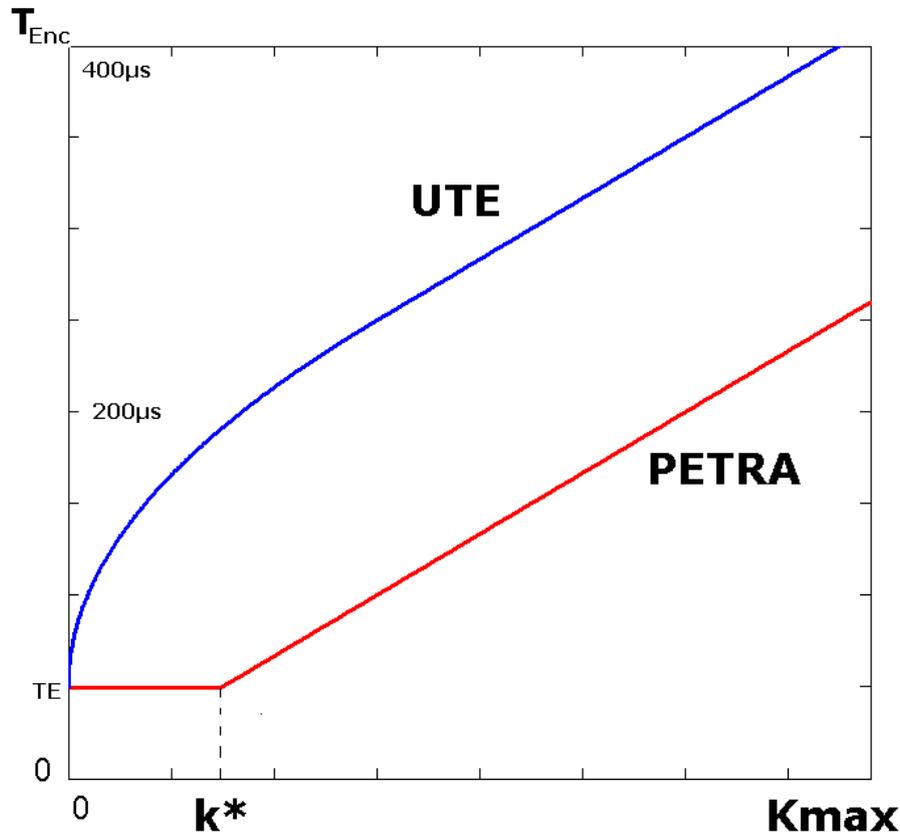


Abbildung 5.5: Vergleich der Kodierzeiten  $T_{Enc}$  abhängig vom k-Raum-Punkt. Während die Kodierzeiten in der UTE-Sequenz beim Rampen quadratisch ansteigen, sind die Kodierzeiten bei der PETRA-Sequenz konstant für  $|k| < k^*$ , siehe Gleichung 3.10, und es gilt  $T_{Enc} = TE$ . Danach steigen die Kodierzeiten bei der PETRA-Sequenz linear. k-Raum-Werte mit  $|k| \leq k^*$  werden kartesisch gemessen, während Punkte mit  $|k| > k^*$  radial gemessen werden. Die PETRA-Sequenz erlaubt für jeden Punkt im k-Raum kürzere Kodierzeiten als die UTE-Sequenz. *Quelle der Abbildung: [49]*

Die Simulation eines eindimensionalen Objekts mit verschiedenen  $T_2$ -Zeiten für die UTE- und PETRA-Sequenz wird in Abbildung 5.6 gezeigt. In der oberen Reihe sind deutliche Unterschiede ersichtlich. Das SNR der PETRA-Sequenz im Vergleich zur UTE-Sequenz ist für  $T_2 = 100 \mu s$  53% höher, für  $T_2 = 250 \mu s$  19% höher und für  $T_2 = 750 \mu s$  6% höher. Die Bildauflösung für sehr kurze  $T_2$ -Zeiten ist mit der PETRA-Sequenz deutlich besser, was sowohl im 1D-Objekt als auch in den MTF-Kurven zu erkennen ist. Die MTF-Kurven sind in der unteren Reihe von Abbildung 5.6 gezeigt. Für ein  $T_2$  von länger als einer Millisekunde wurden keine Unterschiede zwischen der PETRA- und UTE-Sequenz gefunden.

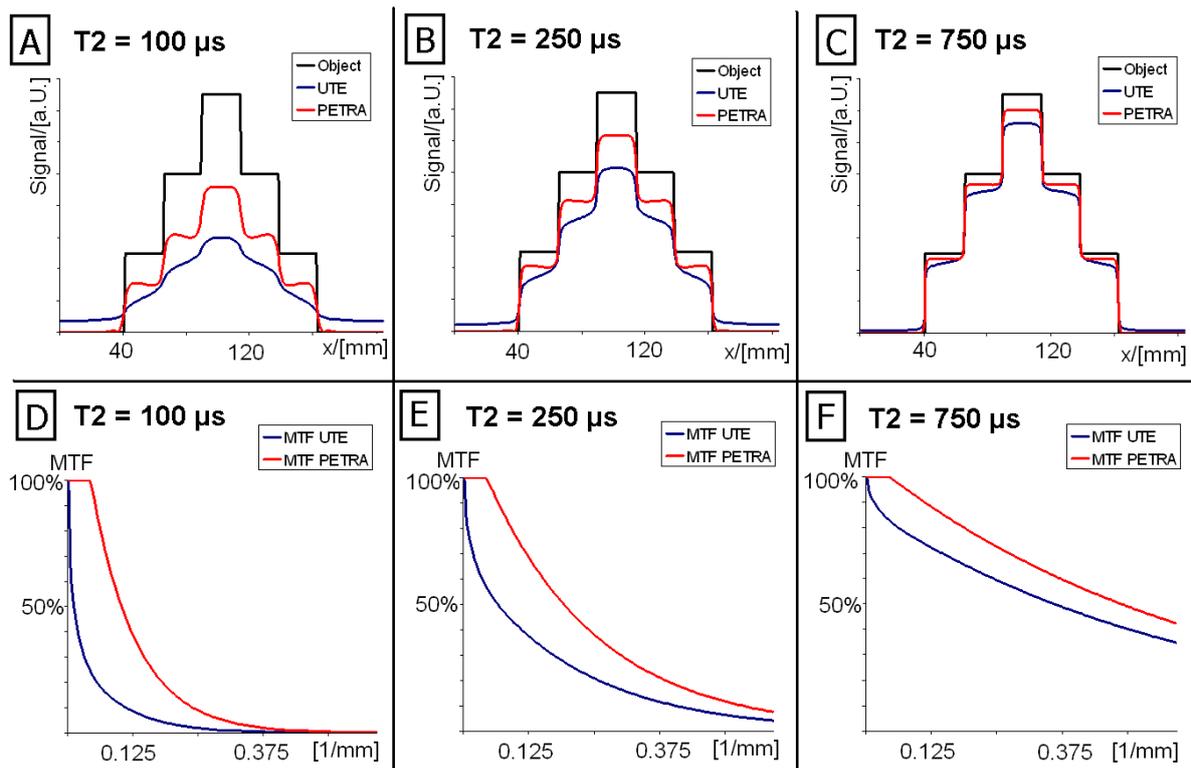


Abbildung 5.6: Simulation des T2-Zerfalls für die UTE- und PETRA-Sequenz bei T2-Werten von  $100 \mu\text{s}$  in A) und D),  $250 \mu\text{s}$  in B) und E) und  $750 \mu\text{s}$  in C) und F). In der oberen Zeile wurde ein eindimensionales Objekt mit einer Länge von  $200 \text{ mm}$  simuliert und die zu erwartenden Bilder der UTE- und PETRA-Sequenz berechnet. Die untere Zeile zeigt die zugehörige Modulations-Transfer-Funktion (MTF). *Quelle der Abbildung: [49]*

In den Phantommessungen wurde der Einfluss des Plateaulevels der Dichtefunktion untersucht. Mit Plateaus, die näher am k-Raum-Zentrum liegen, lässt sich das SNR steigern. Wird es weiter außen gewählt, steigt die Auflösung des Bildes. Das Optimum zwischen SNR und Auflösung wurde bei  $R_{PL} = \sqrt{N_P} / (2\pi)$  festgelegt.

Die UTE- und PETRA-Vergleichsmessung ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Das SNR des Knochen-signals beträgt  $6,5$  für die UTE- und  $11,1$  für die PETRA-Sequenz. Das SNR vom Fleisch in der Mitte der Knochen beträgt  $15$  bei der UTE- und  $19$  bei der PETRA-Sequenz. Das CNR zwischen Knochen und Luft liegt um  $14,0$  für UTE- und  $19,1$  bei der PETRA-Sequenz. Zwischen Knochen und Fleisch beträgt das CNR  $21,1$  bzw.  $15,3$  für die UTE- bzw. PETRA-Sequenz.

Es wurde herausgefunden, dass bei PETRA-Messungen mit einem Echo keine Gradientenspoiler benötigt werden. Bilder aus Serien mit und ohne Spoiling zeigten keinen Unterschied. Bei Doppel-Echo-Serien treten Artefakte durch ungewollte Echos auf, wenn am Ende der Repetition kein Gradientenspoiling verwendet wird. Die Korrektur von Gradientenverzögerungen im zweiten Echo funktioniert sehr gut. Auch bei Phantomen mit Fett und Wasser treten keine Artefakte auf.

Die spektralen Vorpulse sind in der Lage, in einem Fett-Wasser-Phantom gezielt die gewählten spektralen Bereiche zu unterdrücken. Abbildung 5.8 zeigt die Messungen unter Verwendung verschiedener spektraler Vorpulse, die alle  $25 \text{ ms}$  im kartesischen und alle  $75 \text{ ms}$  im radialen Teil

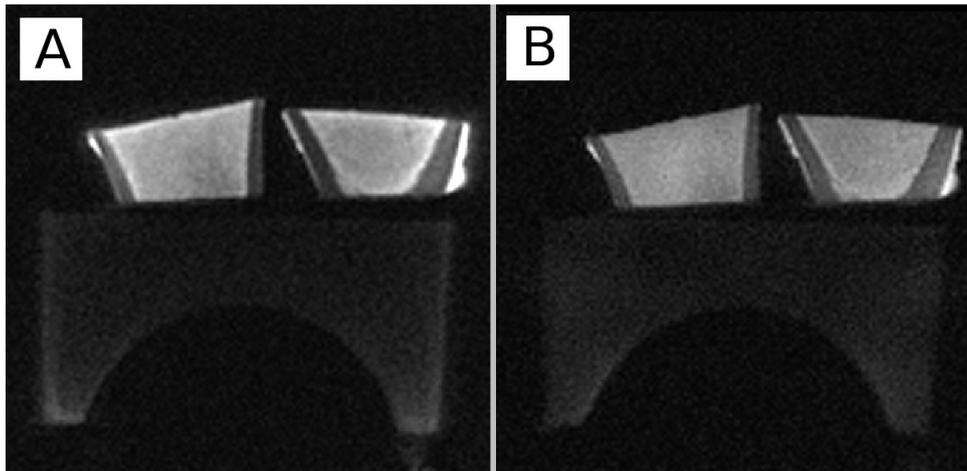


Abbildung 5.7: Vergleichsmessung zwischen der UTE- (A) und PETRA-Sequenz (B). Bilder wurden auf das Signal vom Fleisch normalisiert und haben eine identische Fensterung. Messparameter waren Auflösung 1,3 mm bei einer  $192^3$  Matrix, 50000 radiale Speichen,  $\alpha = 8^\circ$ , maximale Auslesegradientenstärke 12 mT/m,  $TE = 70 \mu\text{s}$  und  $TR = 2,83 \text{ ms}$ . Messzeit betrug 2 min 22' bei der UTE- und 2 min 30' bei der PETRA-Sequenz. Die acht Sekunden Messzeitdifferenz benötigt die PETRA-Sequenz für den kartesischen Teil. *Quelle der Abbildung: [49]*

der Sequenz appliziert wurden. Das SNR von Fett wird mit dem FatSat-Puls von 24,2 auf 5,7 und mit dem SPAIR-Puls auf 4,0 gesenkt. Der Wassersättigungspuls senkt das SNR des freien Wassers von 26,9 auf 5,0. Unter Verwendung des IRON-Vorpulses sind die magnetischen Sonden im Phantom klar zu lokalisieren. Abbildung 5.9 zeigt das Phantom mit einer normalen PETRA-Aufnahme und einer PETRA-Aufnahme mit aktiviertem IRON-Puls, der alle 30 ms appliziert wurde.

### 5.3 Diskussion

In diesem Kapitel wurde eine Sequenz vorgestellt, die sowohl kartesische als auch radiale Akquisitionen benutzt. Die Machbarkeit dieser Sequenz wurde in Phantommessungen an einem klinischen 1,5 T-MRT gezeigt. Es wurden keine Artefakte durch die Kombination der beiden Akquisitionsmethoden beobachtet.

Die durchgeführten Messungen belegen die Fähigkeit der PETRA-Sequenz, Stoffe mit sehr kurzem T2 zu messen. Gute Bildqualität und Auflösung kann mit hochgradig unterabgetastetem k-Raum in schneller Messzeit erreicht werden.

Die Bilder zeigen eine gute Homogenität und ein gutes SNR-Verhalten für alle Stoffe. Der Kontrast ist ohne Vorpulse im Bereich von Protonendichte bis T1, gegeben durch den Steady-State des Spinsystems. Der Kontrast kann durch Änderung der Repetitionszeit oder des Flipwinkels variiert werden. Fettsättigungspulse, die alle 20 bis 50 ms appliziert werden, unterdrücken das Fettsignal zufriedenstellend, wie in Abbildung 5.8 gezeigt. Mit dem IRON-Vorpuls sind hyperintense Kontraste von magnetisch markierten Sonden möglich, siehe Abbildung 5.9.

Die PETRA-Sequenz ermöglicht kurze Akquisitionszeiten, weil der zeitaufwändige kartesische Teil der Sequenz nur ein paar Prozent der Gesamtmesszeit in Anspruch nimmt. Obwohl die

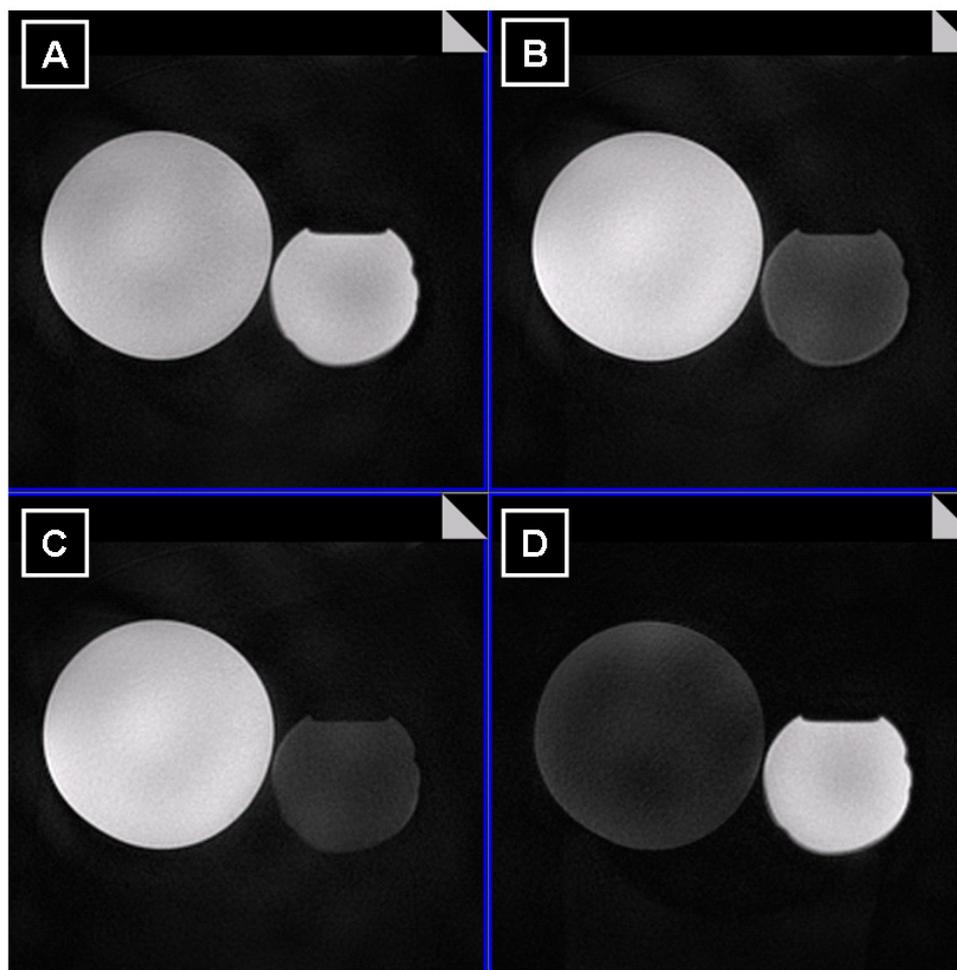


Abbildung 5.8: PETRA-Messung mit verschiedenen Vorpulsen an Wasser (Flasche links) und Fett (Flasche rechts) mit A) ohne Vorpulse, B) einem FatSat-Puls, C) einem SPAIR-Puls und D) einem WaterSat-Puls. Die Pulse wurden im radialen Teil alle 75 ms und im kartesischen Teil alle 25 ms appliziert.

PETRA-Sequenz etwas langsamer als die zTE- oder WASPI-Sequenz ist, ist sie deutlich schneller als Single-Point-Sequenzen. Verglichen mit der zTE-, WASPI- oder SWIFT-Sequenz sind die Kodierzeiten der PETRA-Sequenz in den Außenbereichen des k-Raums gleich und im Zentrum durch die Hardware begrenzt. In vorgeschlagenen Ansatz wird das Loch im k-Raum-Zentrum komplett mit der kürzstmöglichen Kodierzeit gefüllt. Das erhöht die Stabilität verglichen mit den anderen Methoden. Die Echozeit in der PETRA-Sequenz kann auf einen beliebigen Wert größer als die Totzeit plus der halben Pulsdauer gesetzt werden, unabhängig von Bildauflösung und Gradientenstärke. Damit sind prinzipiell T2\* Messungen möglich.

Verglichen mit der UTE-Sequenz hat die PETRA-Sequenz über den gesamten k-Raum kürzere Echozeiten, siehe Abbildung 5.5. Der Ansatz ermöglicht daher für Stoffe mit kurzem T2 eine höhere Auflösung und ein besseres SNR, da das Signal während der Akquisition weniger stark zerfällt. Dies ist in der Simulation in Abbildung 5.6 und der Vergleichsmessung in Abbildung 5.7 belegt und stellt einen Vorteil der PETRA-Sequenz gegenüber der UTE-Sequenz dar. Die

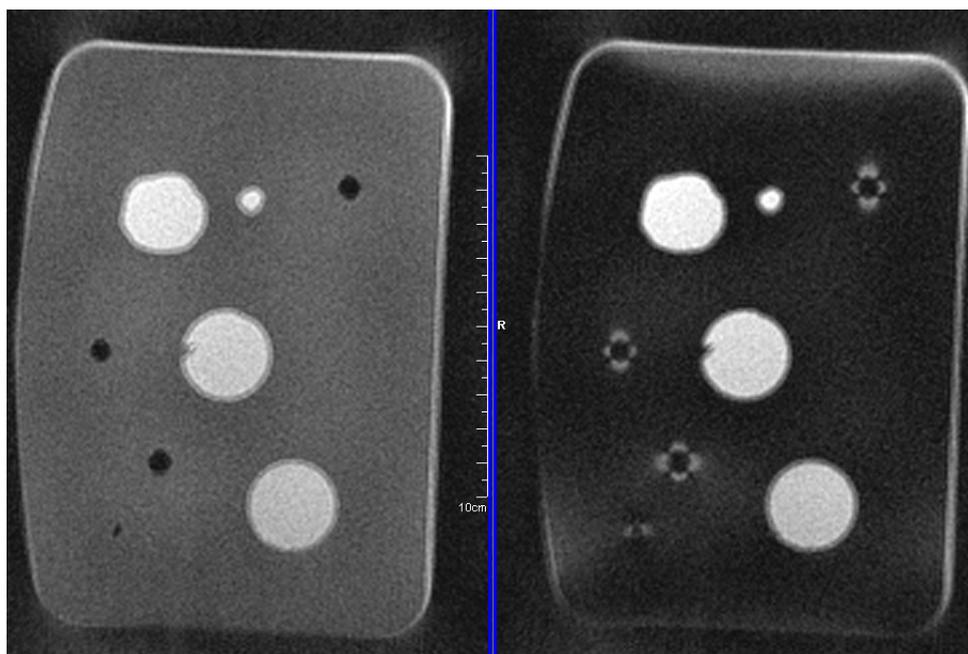


Abbildung 5.9: PETRA-Messung ohne (links) und mit (rechts) IRON-Vorpuls an einem Phantom mit Styroporkugeln, die zur Simulation von magnetischen Sonden dienen. Ohne IRON-Vorpuls sind die Kügelchen durch Signalauslöschungen, zu erkennen. Mit Vorpuls sind alle ungestörten Spins gesättigt, so dass nur noch Spins im Einflussbereich des Dipolfeldes der Kügelchen Signal liefern und einfach zu lokalisieren sind. Da keine Fettsättigung aktiviert war, ist das Signal von Fett zu sehen.

PETRA-Sequenz ist zudem robust gegenüber Gradientenimperfektionen, -verzögerungen und Wirbelströmen während des Hochfahrens der Gradienten. Dies führt in UTE-Messungen oft zu Problemen.

Mit der in diesem Kapitel vorgestellten PETRA-Sequenz wurde gezeigt, dass eine kombinierte kartesische und radiale Messung möglich ist. Sie kombiniert die Vorteile beider Ansätze und vermeidet die Probleme des UTE-Ansatzes. Die kürzestmögliche Echozeit wird erreicht, begrenzt durch Pulsdauer und Totzeiten. Es wurde gezeigt, dass Stoffe mit sehr kurzen T<sub>2</sub>-Zeiten gemessen werden können, ohne dass Hardwareänderungen erforderlich sind.

Anders als bei der UTE-Sequenz sind mit der PETRA-Sequenz keine schichtselektiven 2D-Messungen möglich. Da die Bildgebungsgradienten während Anregung bei der UTE-Sequenz nicht angeschaltet sind, ist die Anregung bei der 3D-UTE-Sequenz tatsächlich nicht-selektiv. Bei der PETRA-Sequenz sind die Gradienten zum Anregungszeitpunkt bereits angeschaltet und die Anregung ist nur in erster Näherung nicht-selektiv. Der Einfluss der Anregungsprofile wird im folgenden Kapitel untersucht.

## 6 Anregungskorrektur

In der Magnetresonanzbildgebung werden Spins schicht-, volumen- oder nicht-selektiv angeregt. Spezielle HF-Pulse in Kombination mit Schichtselektionsgradienten werden in der zweidimensionalen Bildgebung dazu verwendet, nur eine Schicht im Objekt anzuregen. Bei dreidimensionaler Bildgebung wird entweder ein bestimmtes Volumen oder das gesamte Objekt angeregt. Mit dreidimensionaler Kodierung wird ein 3D-Datensatz erzeugt. Während einer nicht-selektiven Anregung sind die Gradienten zumeist ausgeschaltet, um ungewollte Schichtselektionen zu vermeiden.

In vielen der in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Sequenzen findet die Anregung in Anwesenheit von Bildgebungsgradienten statt. Bei der RASP-, SPRITE-, GOSPEL-, zTE-, WAPSI- und PETRA- sowie zum Beispiel auch der BURST-Sequenz [55] wird ein harter, rechteckförmiger Anregungspuls verwendet. Bei UEZ-Sequenzen ist das Hochfahren der Gradienten vor dem Puls dadurch motiviert, dass die Datenakquisition so schnell wie möglich nach dem Puls starten muss, da Signale von Stoffen mit sehr kurzem  $T_2$  ansonsten zerfallen sind. Zudem geht keine Kodierzeit beim Hochfahren der Gradienten verloren. Im Folgenden wird ohne Einschränkung der Allgemeinheit die PETRA-Sequenz betrachtet.

Im Vergleich zu den harten Anregungspulsen in den oben erwähnten Sequenzen verwendet die SWIFT-Sequenz, siehe Abschnitt 3.4, eine Anregung, die in  $n$  kleine Subpulse unterteilt ist, deren Frequenz sich über den Puls sub-adiabatisch ändert. Diese Anregung wird Sweep-Puls genannt. Ein Unterschied zwischen Hartpuls- und Sweep-Puls-Anregung ist der resultierende spektrale Anregungsverlauf. Bei Sweep-Pulsen ist dieser eine Rechteckfunktion, während er bei Hartpulsen einen sinc-förmigen Verlauf hat, wie in Abbildung 6.1 gezeigt.

Da die Bildgebungsgradienten während der Anregung eingeschaltet sind, sind die Pulse nur in erster Näherung nicht-selektiv. Tatsächlich wird eine durch den spektralen Verlauf des Pulses definierte Schicht angeregt. In der Sequenz rotiert diese Schicht nicht nur, während verschiedene radiale Projektionen aufgenommen werden, sondern ändert auch ihre Dicke, wenn sich die Gradientenstärke ändert. Um ungewollte Schichtselektionen im Objekt zu vermeiden, muss die Anregungsbandweite groß genug sein. Für die SWIFT-Sequenz heißt das, dass das rechteckförmige Anregungsprofil das gesamte Objekt bei der gewählten Gradientenstärke abdecken muss. Bei hart-gepulsten Sequenzen sollte das Full-Width-half-Maximum (FWHM) der Anregung so groß wie möglich sein, um eine homogene Anregung der Spins zu erreichen. Ist die Anregungsbandweite nicht ausreichend für die verwendete Gradientenstärke und das gewählte FOV, wird das Objekt nicht homogen angeregt, siehe Abbildung 6.1.

Das FWHM ist invers proportional zur Pulslänge, so dass der Puls so kurz wie möglich sein sollte. Auf klinischen MRTs sind die Pulse typischerweise auf die Dauer einiger Mikrosekunden begrenzt, die dazu benötigt werden, genügend Energie für den gewünschten Flipwinkel zu übermitteln. Das FWHM der sinc-Form beträgt typischerweise zwischen 70 bis 150 kHz, zum Beispiel 121 kHz für eine Pulsdauer von 10  $\mu\text{s}$ . Das ist im Bereich der Anregungsbandweite eines Sweep-Pulses.

In diesem Kapitel wird der Einfluss eines sinc-förmigen Anregungsprofils auf das gemessene Bild untersucht. Es wird dargestellt, bis zu welcher Ausdehnung Hartpulse ohne das Auftreten von Artefakten verwendet werden können. Ein in dieser Doktorarbeit neu entwickelter und imple-

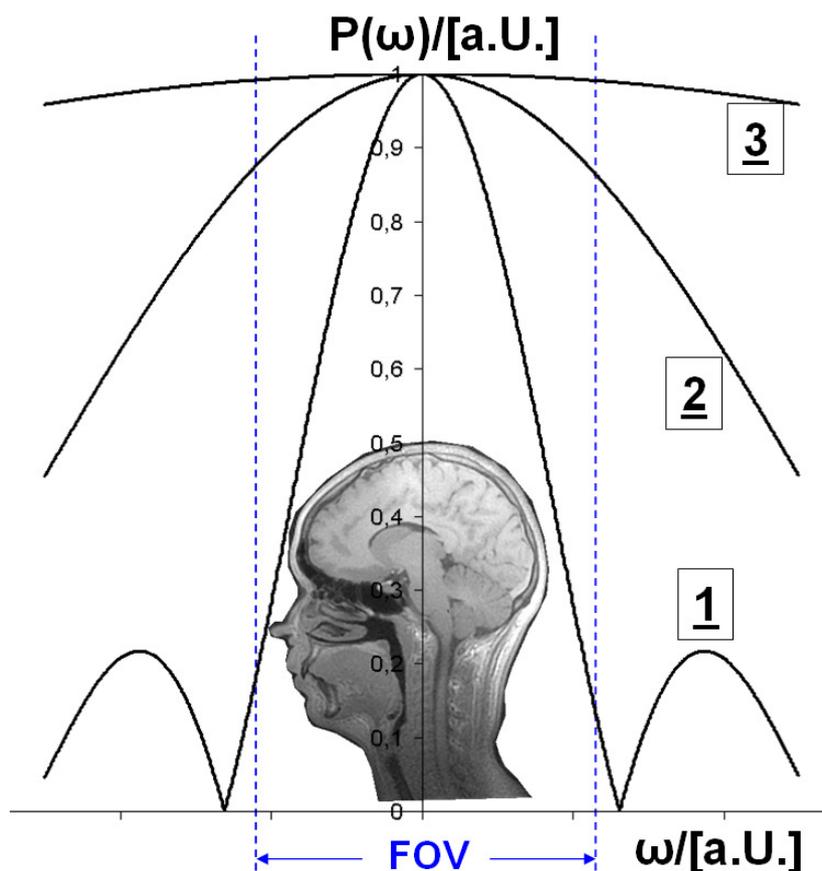


Abbildung 6.1: Illustration der ungewollten Schicht-Selektivität. Ist die Anregungsbandweite nicht ausreichend, verläuft die Anregung über das Objekt nicht homogen. Eine Schicht mit einem sinc-förmigen Profil wird angeregt. Das Minimum des Anregungsprofils  $P_{min}$  beträgt ungefähr 0,15 für Linie 1, 0,88 für Linie 2 und 0,98 für Linie 3. *Quelle der Abbildung: [56]*

mentierter Nachbearbeitungsalgorithmus wird vorgestellt, der den Einfluss des Anregungsprofils beheben kann, solange das Objekt in der durch das erste Minimum des Anregungsprofils definierten Kugel liegt. Die Effizienz des Ansatzes wird in Phantom- und Probandenmessungen evaluiert.

## 6.1 Theorie

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird ein eindimensionales Objekt mit der Magnetisierungsverteilung  $f(x)$  im Bildraum betrachtet. In einer idealisierten MR-Messung wird der k-Raum (vergleiche Gleichung 2.16)

$$F(k) = \sum_x f(x)e^{ikx} \quad (6.1)$$

aufgefüllt. Um ein MR-Bild zu erhalten, wird der  $k$ -Raum mittels inverser Fouriertransformation in den Bildraum zurücktransformiert

$$I(x) = \sum_k F(k)e^{-ikx} \quad (6.2)$$

und man erhält das Bild  $I(x) = f(x)$ .

Während einer nicht-selektiven Anregung in Anwesenheit von Gradienten wird die Magnetisierungsverteilung  $f(x)$  in Gleichung 6.1 vom spektralen Profil der Anregung  $P(\omega)$  überlagert.  $P(\omega)$  ist gegeben durch die Fouriertransformierte des Pulsverlaufes in Zeitraum  $p(t)$ . Hart-gepulste Sequenzen verwenden einen rechteckförmigen Puls  $p(t)$

$$p(t) = \begin{cases} B_1 & , \text{ falls } |t| < \tau/2, \\ 0 & , \text{ sonst} \end{cases} \quad (6.3)$$

mit der Pulsdauer  $\tau$  und dem HF-Anregungsfeld  $B_1$ . Im Frequenzraum entspricht das einem sinc-förmigen spektralen Profil  $P(\omega)$  mit

$$P(\omega) = \frac{\sin\left(\frac{1}{2}\omega\tau\right)}{\frac{1}{2}\omega\tau} = \text{sinc}\left(\frac{1}{2}\omega\tau\right) \quad (6.4)$$

und dem Phasenfaktor  $\varphi(\omega)$

$$\varphi(\omega) = \exp\left(-i\frac{\omega}{2\pi}\frac{\tau}{2}\right) \quad (6.5)$$

Der Phasenfaktor wird in der Rekonstruktion bei der Berechnung der  $k$ -Raum-Werte berücksichtigt und kann hier vernachlässigt werden. In Anwesenheit von Gradienten  $G$  ist die Resonanzfrequenz  $\omega$  eine Funktion des Ortes  $x$  im Bildraum, gegeben durch

$$\omega = 2\pi\gamma x G. \quad (6.6)$$

Ändern sich die Gradienten während der Sequenz, ist  $\omega$  zudem eine Funktion des akquirierten  $k$ -Raum-Punkts  $k$ . Das Anregungsprofil kann somit durch  $P(\omega) = P(x, k)$  ausgedrückt werden. In der Messung wird somit der gestörte  $k$ -Raum  $F'(k)$

$$F'(k) = \sum_x f(x)P(x, k)e^{ikx} \quad (6.7)$$

gemessen. Wird der gestörte  $k$ -Raum  $F'(k)$  mit einer inversen Fouriertransformation mit Gleichung 6.2 in den Bildraum überführt, erhält man das gestörte Bild  $I'(x) \neq f(x)$ :

$$I'(x) = \sum_k F'(k)e^{-ikx}. \quad (6.8)$$

In dem in dieser Arbeit vorgestellten Ansatz wird vorgeschlagen, den Einfluss des Anregungsprofils mittels Matrixinversion zu lösen anstatt zur Bildrekonstruktion eine Fourierrücktransformation zu verwenden. Definiert man die Matrix

$$D_{kx} = P(x, k)e^{ikx} \quad (6.9)$$

mit  $N \times N = N^2$  Elementen, kann Gleichung 6.7 als Matrixgleichung geschrieben werden

$$F'_k = D_{kx} f_x. \quad (6.10)$$

$F'_k$  ist der gestörte k-Raum-Datensatz, der in der MR-Messung akquiriert wird. Die Elemente von  $D_{kx}$  sind bekannt und können berechnet werden. Sie hängen von den Gradiententrajektorien und -zeitverläufen der Sequenz, den Pulsprofilen, der Auflösung und dem FOV ab. Das System linearer Gleichungen in 6.10 kann mittels Matrixinversion gelöst werden

$$f_x = I_x = D_{kx}^{-1} F'_k \quad (6.11)$$

und man erhält das ungestörte Bild  $I_x = f_x$ .

## 6.2 Methoden

### 6.2.1 Auswirkungen auf die PETRA-Sequenz

Sind zum Zeitpunkt der Anregung die Gradienten ungleich Null, wird eine durch den Gradientenvektor und Gleichung 6.4 definierte Schicht angeregt. Im radialen Teil der PETRA-Sequenz ist die absolute Gradientenstärke konstant  $|\vec{G}| = G_{max}$ . Die Richtung des Gradientenvektors ändert sich bei jeder Repetition, es werden radiale Halbprojektionen akquiriert, die gleichmäßig auf einer Kugel verteilt sind. Die angeregten Schichten rotieren entsprechend der Richtung der Projektion. Das k-Raum-Zentrum mit  $|\vec{k}| \leq k^* = \gamma TE G_{max}$  (siehe Gleichung 3.10) wird kartesisch akquiriert. Die Gradienten in diesem Bereich sind durch Gleichung 5.2 gegeben.

Abbildung 6.2 (blaue Linie) zeigt den Gradientenverlauf  $G(k)$  für eine Projektion durch den k-Raum. Setzt man die k-Raum-Punkt-abhängige Gradientenstärke  $G(k)$  in Gleichung 6.4 ein, erhält man

$$P(\omega) = P(\vec{r}, \vec{k}) = \text{sinc} \left( \pi \gamma \tau \vec{r} \cdot \vec{G}(\vec{k}) \right). \quad (6.12)$$

Das FWHM dieses Anregungsprofils auf einer Projektion durch den k-Raum ist in Fig 6.2 (rote Linie) aufgetragen. Das FWHM kennzeichnet die Dicke der angeregten Schicht. Während die Dicke im radialen Teil konstant ist, wird sie im kartesischen Teil umso größer, je näher man dem k-Raum-Zentrum kommt.

Es wird  $r_0 = (\gamma \tau G_{max})^{-1}$  als der Radius im Bildraum definiert, an dem das Anregungsprofil bei maximaler Gradientenstärke das erste Minimum hat. Liegt  $r_0$  außerhalb des FOV, wird  $P_{min}$  als der minimale Wert von  $P(\vec{r}, \vec{k})$  in der Messung definiert.  $P_{min}$  wird bei maximaler Gradientenstärke am äußeren Rand des FOV erreicht, wo  $|\vec{r}| = FOV/2$ .  $P_{min}$  illustriert den Anregungsabfall am äußeren Rand des FOV, siehe Abbildung 6.1. Das Maximum der Anregung sollte immer im Zentrum des Bildes liegen. Es ist auf Eins normiert.

### Off-Center-Messungen

Befindet sich das zu messende Objekt nicht im Isozentrum des Magneten, fällt das Maximum der Anregung nicht ins Zentrum des Objekts. Bei Off-Center-Messungen muss die Frequenz des Anregungspulses daher angepasst werden. Weil sich die während des Pulses angeschalteten Gradienten mit jeder Repetition ändern, muss die Anregungsfrequenz dynamisch für jede Repetition angepasst werden.

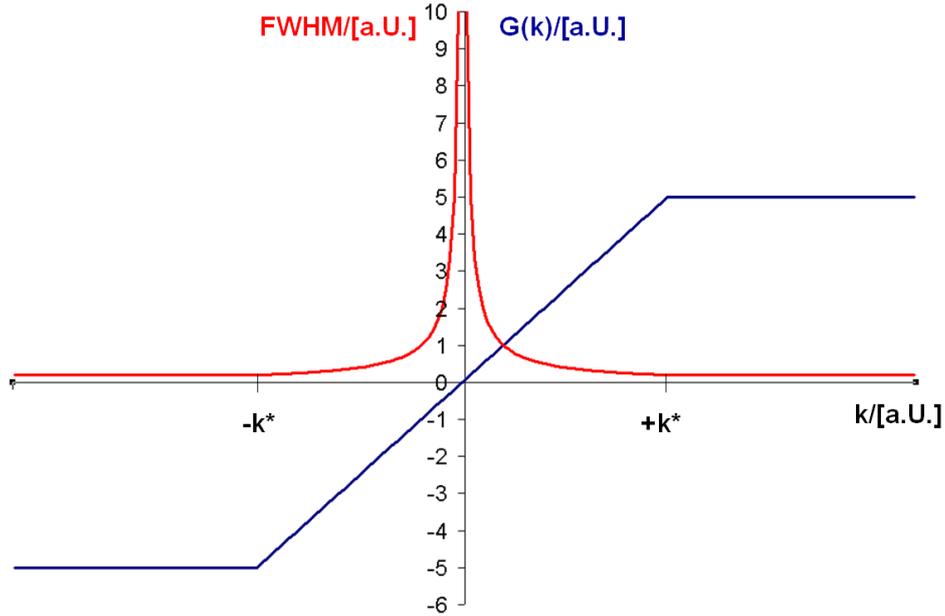


Abbildung 6.2: Gradientenstärke (blaue Linie) auf einer kompletten Linie durch den  $k$ -Raum für die PETRA-Sequenz. Im radialen Teil mit  $|k| > k^*$  ist  $|G| = G_{max}$ . Im kartesischen Teil mit  $|k| \leq k^*$  werden die Gradienten gemäß Gleichung 5.2 eingestellt. Das korrespondierende FWHM der Anregungsbandweite (rote Linie) ist invers proportional zur Gradientenstärke. Im radialen Teil ist sie konstant und wird im kartesischen Teil mit abnehmendem Abstand zum  $k$ -Raum-Zentrum größer. *Quelle der Abbildung: [56]*

Ist das Zentrum des Bildes um den Vektor  $\vec{r}_{oc}$  bezüglich des Isozentrums verschoben, muss die Frequenz des Pulses bei den Gradienten  $\vec{G}_i$  der  $i$ -ten Repetition auf den Wert

$$\omega_i = \omega_0 + \gamma \vec{G}_i \cdot \vec{r}_{oc} \quad (6.13)$$

gesetzt werden, um das Maximum der sinc-förmigen Anregung aus dem Isozentrum ins Zentrum des Bildes zu verschieben. Passt man die Anregungsfrequenz bei Off-Center-Messungen nicht an, entstehen zum Isozentrum radiale Artefakte. Abbildung 6.3 zeigt ein Off-Center-Bild mit und ohne dynamische Anpassung der Anregungsfrequenzen.

Befindet sich das Maximum der Anregung wie beschrieben immer im Zentrum des Bildes, ist  $P(\vec{r}, \vec{k})$  sowohl im Ortsraum als auch im  $k$ -Raum punktsymmetrisch um Null und hängt nur von den Absolutwerten  $|\vec{r}|$  und  $|\vec{k}|$  ab. Diese radiale Symmetrie wird in der dreidimensionalen Bildberechnung ausgenutzt.

### 6.2.2 Bildkorrektur in 3D

Der im Theorieabschnitt 6.1 präsentierte Korrekturansatz kann prinzipiell auch in mehr als einer Dimension verwendet werden. Die Matrixgröße wächst von  $N^2$  in einer auf  $N^4$  in zwei und  $N^6$  in drei Dimensionen, was bei einer Bildmatrixgröße von  $256^3$  ungefähr  $2.8 \times 10^{14}$  komplexen Punkten entspricht. Die radiale Symmetrie des spektralen Profils  $P(\vec{r}, \vec{k})$  ermöglicht es, eine 3D-

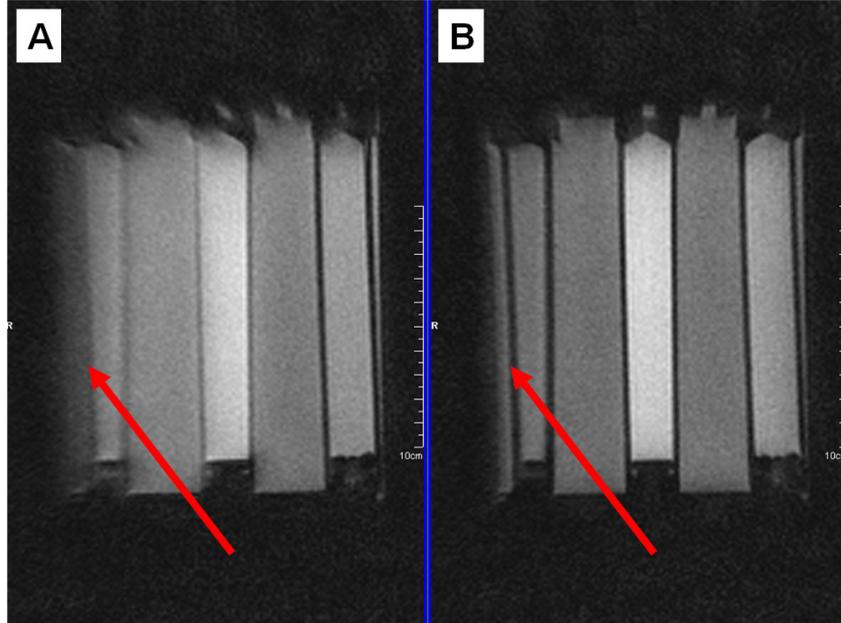


Abbildung 6.3: Off-Center-PETRA-Messung ohne (A) und mit (B) dynamischer Anpassung der Anregungsfrequenz. Das Objekt war in horizontaler Richtung aus dem Isozentrum verschoben. Der rote Pfeil zeigt in (A) auf das Verwischungsartefakt, das in (B) behoben werden konnte.

Korrektur mit enormer Anzahl von Matrixelementen und explodierender Rekonstruktionszeit zu vermeiden.

Im radialen Teil der Sequenz werden Halbprojektionen durch den  $k$ -Raum akquiriert. Diese eindimensionalen Linien können mit Gleichung 6.11 bearbeitet werden. Aufgrund der radialen Symmetrie muss die invertierte Matrix  $D_{kx}^{-1}$  nur ein einziges Mal während der Bildrekonstruktion des Datensatzes berechnet werden.

Mit dem Fourier-Schicht-Theorem [57] könnte das korrigierte Bild  $I(x) = f(x)$  mit einer dreidimensionalen Radonrekonstruktion [58] erstellt werden. Da jedoch sowohl der radiale als auch der kartesische Teil der Sequenz korrigiert und zusammengefügt werden müssen, werden die Daten nach der Korrektur im  $k$ -Raum gegriddet. Dazu muss die korrigierte Linie  $I(x)$  in den  $k$ -Raum zurücktransformiert werden, um dort den 3D-Gridding-Algorithmus anzuwenden. Diese korrigierte  $k$ -Raum-Linie  $F(k)$  wird mittels Gleichung 6.1 in einer normalen Fouriertransformation aus  $I(x)$  erstellt. Gleichung 6.1 kann zu einer Matrixgleichung mit den Elementen  $E_{kx} = e^{ikx}$  umgeschrieben werden. Mit Gleichung 6.11 kann man den korrigierten  $k$ -Raum  $F(k)$  dann direkt aus dem gestörten  $k$ -Raum  $F'(k)$  mit

$$F_k = E_{kx} D_{kx}^{-1} F'_k = C_{xk} F'_k \quad (6.14)$$

berechnen. Aufgrund der radialen Symmetrie muss auch die Matrix  $C_{xk} = E_{kx} D_{kx}^{-1}$  nur ein einziges Mal während der Bildrekonstruktion berechnet werden.

Da die Anzahl kartesischer Punkte nicht zu groß ist, ungefähr  $N = 10$  bis  $25$  Punkte pro Linie, kann der Algorithmus zur Korrektur des kartesischen Teils der Sequenz in 3D verwendet werden. Beispielsweise hat die Matrix  $C_{xk}$  bei  $N = 20$  eine Anzahl von  $N^6 = 6.4 \times 10^7$  komplexen Punkten. Dies kann mit aktueller Computerausstattung bearbeitet werden.

Die PETRA-Sequenz kann so erweitert werden, dass ein zweites Gradientenecho akquiriert wird, siehe Seite 37. Dabei wird eine komplette Projektion durch den  $k$ -Raum aufgenommen, ohne dass ein Loch in  $k$ -Raum-Zentrum entsteht. Die absolute Gradientenstärke ändert sich beim zweiten Echo während einer Projektion nicht, so dass Gleichung 6.12 ihre Abhängigkeit von  $\vec{k}$  verliert. Wegen der radialen Symmetrien beschreibt Gleichung 6.7 eine Faltung. Das gestörte Bild  $I'(x)$  ist gleich  $I'(x) = f(x)P(x)$ . Der Einfluss des Anregungsprofils kann im zweiten Echo daher entweder durch Division im Bildraum oder mit Gleichung 6.11 für jede radiale Projektion behoben werden.

### 6.2.3 Simulationen

Anhand von Gleichungen 6.7 und 6.12 wird der gestörte  $k$ -Raum  $F'(k)$  und das gestörte Bild  $I'(x)$  eines eindimensionalen Objekts  $f(x)$  berechnet. Das Objekt ist in Abbildung 6.4 gezeigt. Mit Gleichung 6.11 wird aus dem gestörten  $k$ -Raum  $F'(k)$  das korrigierte Bild  $I(x)$  erstellt.

Um ein zweidimensionales Objekt mit  $N > 60$  simulieren zu können, müssen die oben präsentierten Symmetrien des Problems ausgenutzt werden. Zuerst wird auf das zweidimensionale Objekt eine inverse Radontransformation angewandt und dann für jede Projektion der gestörte  $k$ -Raum  $F'(k)$  berechnet. Jede dieser Linien wird entweder mit normaler Fouriertransformation für das gestörte Bild oder mittels Gleichung 6.11 für das korrigierte Bild in den Bildraum zurücktransformiert. Mit einer Radontransformation erhält man das Bild.

Simulationen wurden mit MATLAB 2008 (The MathWorks Inc, Natick, MA, USA) durchgeführt. Bei allen Simulationen wurde eine Pulslänge von  $\tau = 14 \mu s$ , FOV = 300 mm, Matrixgröße  $N = 250$  und TE = 70  $\mu s$  bei verschiedenen Gradientenstärken von 2 bis 40 mT/m gewählt.

### 6.2.4 MR-Messungen

Die PETRA-Sequenz wurde auf einem klinischen 3T MRT-MAGNETOM Verio (Siemens Healthcare, Erlangen, Germany) implementiert und getestet. Datennachbearbeitung und Bildrekonstruktion wurden im Image-Calculation-Environment (ICE) des MRTs implementiert und in-line durchgeführt. Der Bildrekonstruktionsrechner hatte einen Arbeitsspeicher von 16 GB RAM und acht Prozessoren mit 2,83 GHz.

Bei allen Messungen wurde eine Pulslänge von  $\tau = 14 \mu s$  verwendet. Um die tatsächliche Pulsform zu messen, wurde ein TDS3034B Oszilloskop (Tektronix Inc., Beaverton, OR, USA) an den Radio-Frequency-Power-Amplifier (RFPA) des MRTs angeschlossen.

Ein Strukturphantom wurde bei maximalen Gradientenstärken von 7,6 bis 17,1 mT/m gemessen, während alle anderen Parameter konstant gehalten wurden. Die Messungen wurden mit einem Fett-Wasser-Phantom wiederholt, um den Korrekturalgorithmus in Anwesenheit von Chemical Shifts zu testen. In-vivo-Kopfmessungen wurden an gesunden Probanden nach Zustimmung durchgeführt. Es wurden Gradientenstärken im Bereich von 8,6 bis 17,2 mT/m verwendet. Die Phantom- und In-vivo-Messungen wurden mit und ohne Korrekturalgorithmus rekonstruiert.

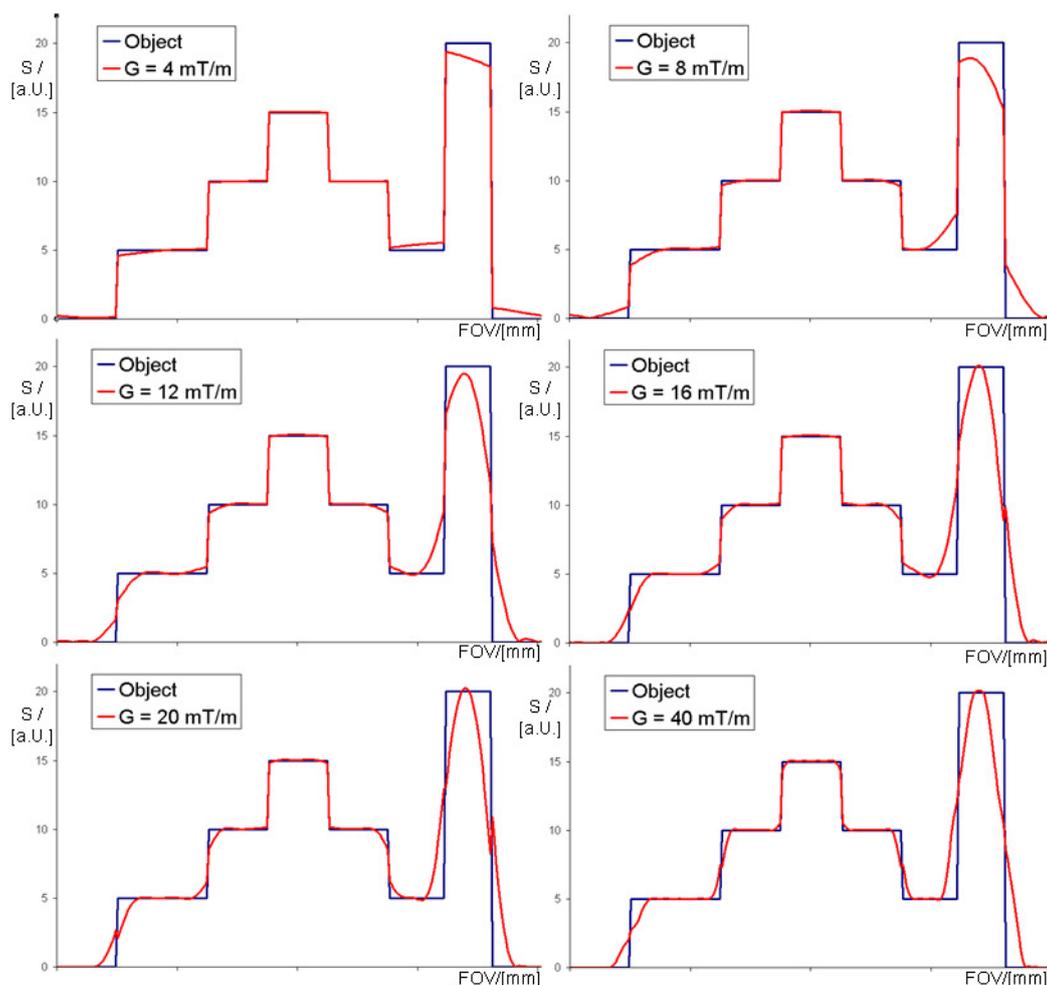


Abbildung 6.4: Simulation des eindimensionalen Objekts  $f(x)$  (blau) und des zu erwartenden gestörten PETRA-Bildes  $f'(x)$  (rot) bei verschiedenen Gradientenstärken. Das korrigierte Bild  $I(x)$  (nicht abgebildet) war nicht von  $f(x)$  zu unterscheiden. Simuliertes FOV = 300 mm,  $N = 250$ , Pulsdauer  $\tau = 14 \mu\text{s}$  und  $TE = 70 \mu\text{s}$ . Quelle der Abbildung: [56]

### 6.3 Ergebnisse

Das simulierte eindimensionale Objekt  $f(x)$  und die berechnete gestörte Linie  $I'(x)$  sind in Abbildung 6.4 für verschiedene Gradientenstärken gezeigt. Zwischen  $f(x)$  und dem korrigierten Bild  $I(x)$  sind keine Unterschiede erkennbar.

Abbildung 6.5 zeigt Simulationen des zweidimensionalen Objekts  $f(x, y)$ . Auch hier sind zwischen  $f(x, y)$  und dem korrigierten Bild  $I(x, y)$  keine Unterschiede erkennbar.  $P_{min}$  entspricht bei den für die 1D- und 2D-Simulation gewählten Einstellungen 0,8 und 0,34 für 4 bzw. 8 mT/m,  $r_0$  ist gleich 139,8, 104,9, 83,9, 55,9 und 41,9 mm für 12, 16, 20, 30 und 40 mT/m.

Die Messung des Pulsverlaufs  $p(t)$  zeigte kleine Abweichungen zwischen dem optimalen rechteckförmigen und dem tatsächlich vom RFPA gesendeten Verlauf. Die gemessene Pulsdauer betrug

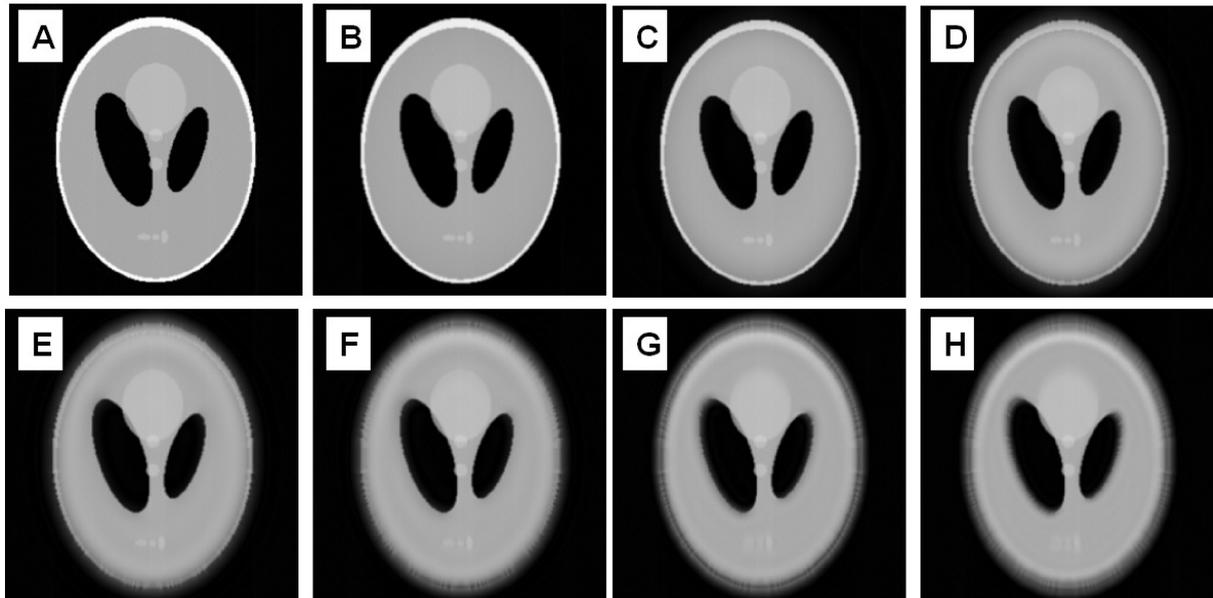


Abbildung 6.5: Simulation eines zweidimensionalen Objekts  $f(x, y)$  (A) und dem erwarteten gestörten Bild  $I'(x, y)$  bei verschiedenen maximalen Gradientenstärken (4, 8, 12, 16, 20, 30 und 40 mT/m von B bis H). Die korrigierten Bilder  $I(x, y)$  (nicht abgebildet) waren nicht von  $f(x, y)$  zu unterscheiden. Simuliertes FOV = 300 mm, N = 250, Pulsdauer  $\tau = 14 \mu\text{s}$  und TE = 70  $\mu\text{s}$ . Quelle der Abbildung: [56]

exakt  $\tau = 14 \mu\text{s}$  und hatte die in Abbildung 6.6 gezeigte spektrale Form. Diese Form wurde in den Korrekturalgorithmus eingearbeitet.

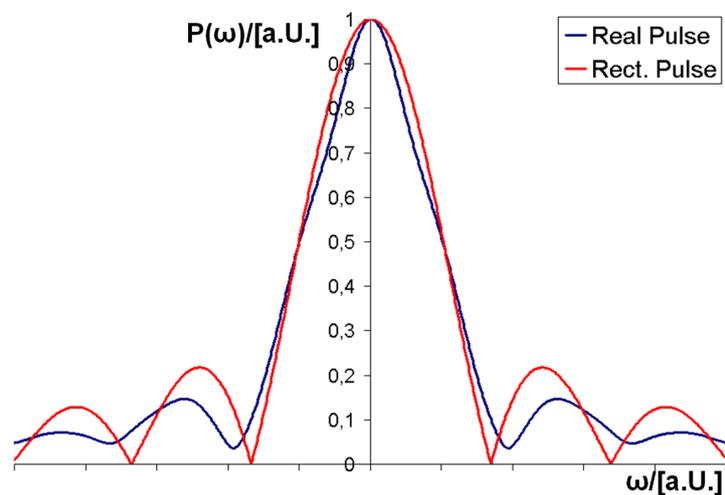


Abbildung 6.6: Anregungsprofil des theoretischen rechteckförmigen Pulses (rot) und des tatsächlich vom RFPA gesendeten Pulses (blau). Quelle der Abbildung: [56]

Abbildung 6.7 zeigt unkorrigierte und korrigierte Bilder des Strukturphantoms bei einem FOV von 300 mm und verschiedenen Gradientenstärken. Bei den Messungen beträgt  $P_{min}$  0,39 und 0,17 für 7,6 und 9,5 mT/m,  $r_0$  ist gleich 147,2, 126,1, 110,4 und 98,1 mm für 11,4, 13,3, 15,2 und 17,1 mT/m. Für 7,6 und 9,5 mT/m liegt  $r_0$  außerhalb des FOVs. Abbildung 6.8 zeigt das Rauschlevel, das in den Bildern von Abbildung 6.7 (F), (H), (J) und (K) auf einer Linie vom Bildzentrum nach außen gemessen wurde.

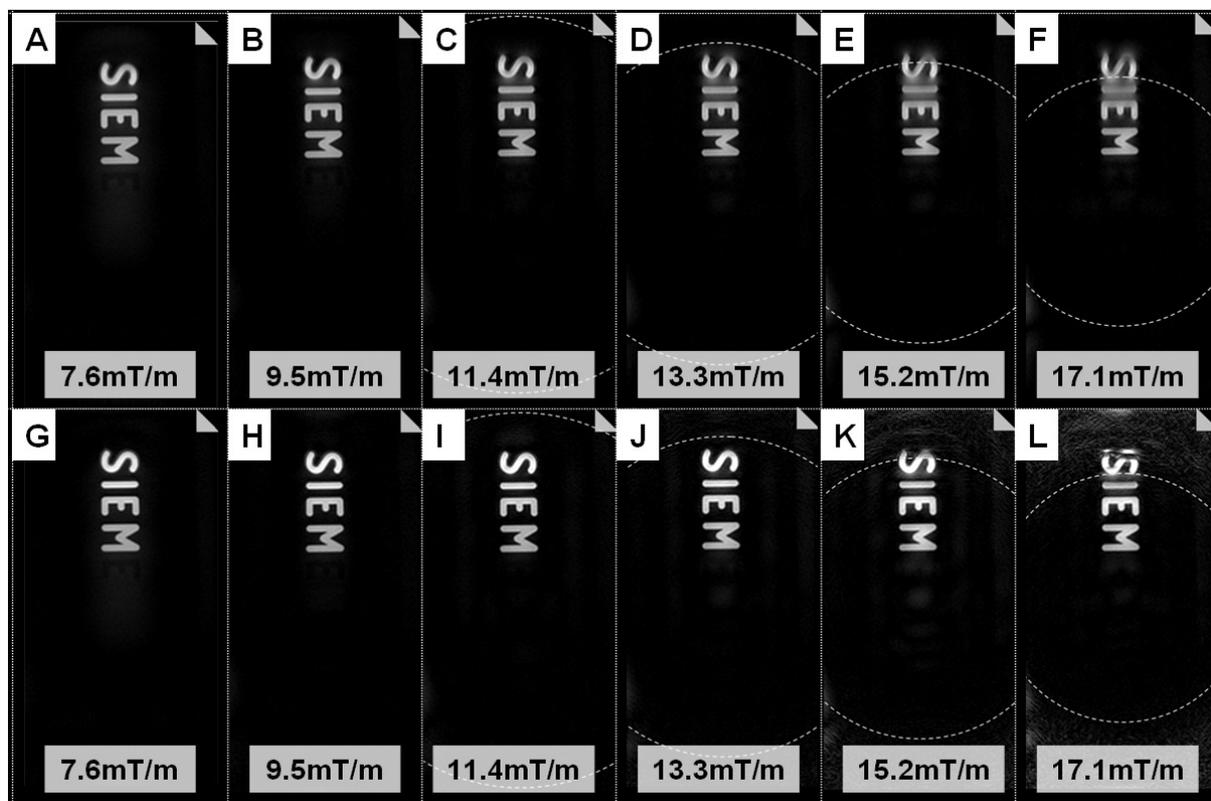


Abbildung 6.7: Aufnahmen eines Strukturphantoms mit der PETRA-Sequenz bei verschiedenen Gradientenstärken aufgenommenen Strukturphantoms ohne Korrektur (A-F) und mit Korrektur (G-L). Die Bilder sind gleich gefenstert. Die gestrichelte Linie zeigt das erste Minimum der Anregung  $r_0$ . Das FOV beträgt 300 mm isotrop, in vertikale Richtung ist das komplette FOV abgebildet. Quelle der Abbildung: [56]

Bilder vom Wasser-Fett-Phantom zeigten vergleichbare Ergebnisse für die unkorrigierten und korrigierten Bilder. Es wurden keine Artefakte festgestellt, die durch den Korrekturalgorithmus im Umfeld von Chemical-Shifts hervorgerufen wurden.

Unkorrigierte und korrigierte In-vivo Kopfbilder, aufgenommen bei verschiedenen Gradientenstärken, sind in Abbildung 6.9 gezeigt. Mit den gewählten Einstellungen beträgt  $P_{min}$  0,27 und 0,04 für 8,6 und 10,75 mT/m,  $r_0$  ist gleich 130,0, 111,5 und 97,5 mm für 12,9, 15,05 und 17,2 mT/m. Für 8,6 und 10,75 mT/m liegt  $r_0$  außerhalb des FOV.

Die Bildrekonstruktionszeiten für einen Datensatz mit einer isotropen Matrix von  $256^3$  betragen bei einem Kanal zwischen 0,5 und einer Minute ohne Korrektur und ca. 1,5 Minuten mit Korrektur. Bei vier Kanälen benötigt die Rekonstruktion zwischen 1,5 und zwei Minuten ohne

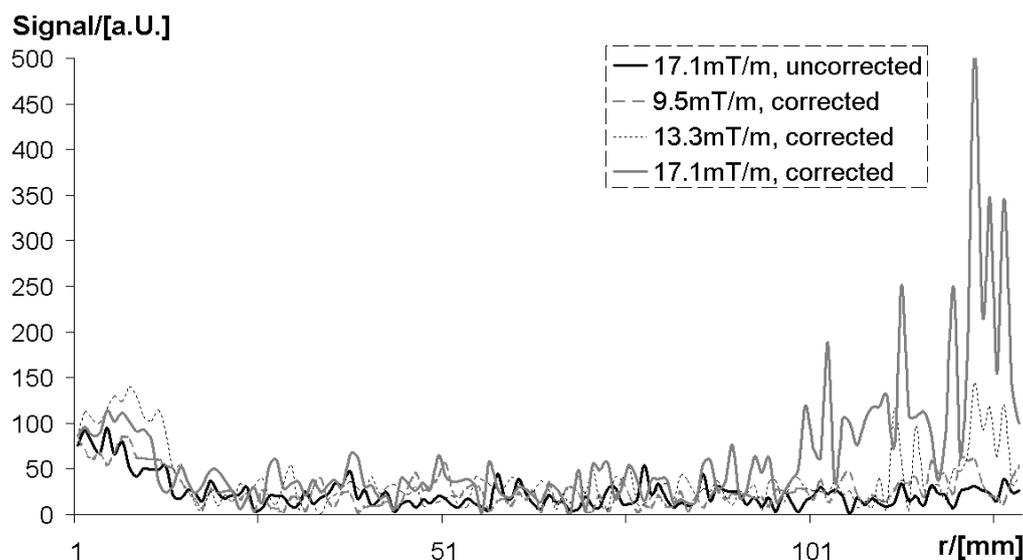


Abbildung 6.8: Rauschlevel gemessen in Bildern aus Abbildung 6.7 auf einer Linie aus dem Bildzentrum nach außen. Während das Rauschen ohne Korrektur mit wachsender Gradientenstärke konstant bleibt, nimmt es mit Korrektur außerhalb des ersten Minimums der Anregung  $r_0$  stark zu. *Quelle der Abbildung: [56]*

und zwischen drei und vier Minuten mit Korrektur. Die Bildrekonstruktion läuft in-line, so dass die DICOM-Bilder auch mit Korrektur ein paar Sekunden nach Ende der Messung berechnet sind.

## 6.4 Diskussion

Die Anregung in Sequenzen mit zum Anregungszeitpunkt angeschalteten Bildgebungsgradienten ist nicht perfekt nicht-selektiv. Stattdessen wird eine Schicht angeregt, deren Dicke vom Puls- und Gradientenverlauf abhängt. In UEZ-Sequenzen rotiert diese Schicht nicht nur, sondern ändert auch ihre Dicke, wie in Abbildung 6.2 für die PETRA-Sequenz gezeigt. Eine homogene Anregung wird nur im k-Raum-Zentrum erreicht, während es in den Außenbereichen des k-Raums passieren kann, dass das Bild nicht mehr ausreichend angeregt wird.

Die 1D-Simulation in Abbildung 6.4 zeigt die Auswirkung auf das Bild für die PETRA-Sequenz. Schon bei niedrigen Gradientenstärken, bei denen das erste Minimum der Anregung weit außerhalb des FOVs liegt, sind Intensitätsabfälle sichtbar, siehe Abbildung 6.4 (A). Bei stärkeren Gradienten, wo die angeregte Schicht schmaler wird, treten starke Verwischungsartefakte im Außenbereich des Bildes auf. Das kann auch bei den 2D-PETRA-Simulationen gesehen werden, siehe Abbildung 6.5. Auch die Phantom- und In-vivo-Messungen zeigen diesen Effekt. Simulation und Messung stimmen fast perfekt überein. Bei kleineren Gradientenstärken, wo das erste Minimum außerhalb des FOVs liegt, sind leichte Intensitätsfehler und leichtes Verschmieren in den Außenbereichen der Phantom- und in-vivo-Bilder zu sehen, siehe Abbildungen 6.7 (A) bis (F) und 6.9 (A) bis (E). Artefaktfreie Messungen können durchgeführt werden, solange  $P_{min}$  nicht kleiner als 0,4 ist. Bildgebung mit leichtem Verwischen am Rand des FOVs sind möglich, solange  $P_{min}$  nicht kleiner als 0,25 ist. Liegt  $r_0$  im Objekt, treten starke radiale Verwischungsartefakte auf.

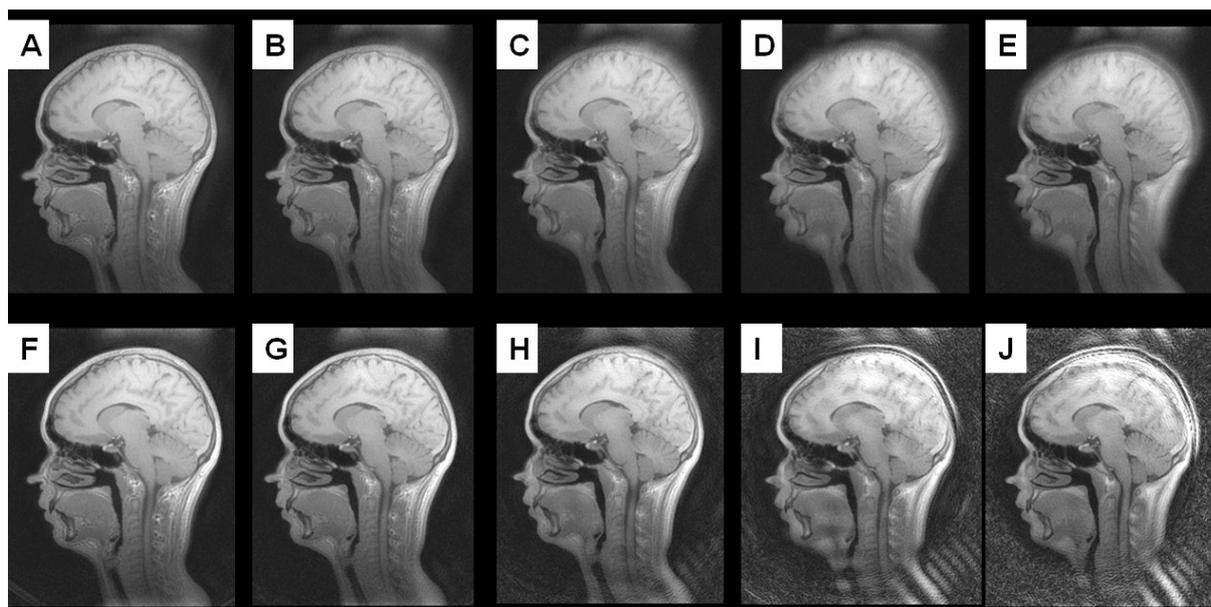


Abbildung 6.9: In-vivo-Kopfbilder mit der PETRA-Sequenz bei verschiedenen Gradientenstärken ohne Korrektur (A-E) und mit Korrektur (F-J). Die Bilder sind gleich gefenstert. Das FOV beträgt 300 mm isotrop, in vertikale Richtung ist das komplette FOV abgebildet. Die maximalen Gradientenstärken steigen von 8,6 bis 17,2 mT/m in Schritten von 2,15 mT/m. *Quelle der Abbildung: [56]*

Das auftretende Artefakt ist auch bei der GOSPEL-Sequenz zu finden, siehe Abbildung 4.11. Der vorgeschlagene Korrekturalgorithmus ist in der Lage, den Einfluss des Anregungsprofils im Post-Processing durch Matrixinversion in schneller Rekonstruktionszeit zurückzurechnen. Mit dem Korrekturansatz kann der Einfluss in den Simulationsexperimenten komplett behoben werden. Auch in MR-Messungen kann die Funktionalität der Korrektur gezeigt werden, es werden jedoch Limitationen gefunden. Liegt das erste Minimum der Anregung außerhalb des Objekts, zeigen die Bilder verbesserte Homogenität und das Verwischen kann verhindert werden, siehe Abbildungen 6.7 (G), (H) und 6.9 (F), (G). Liegt das erste Minimum im Objekt kann der Algorithmus den Einfluss des Anregungsprofils außerhalb des Minimums nicht beheben. Das Rauschlevel außerhalb des Minimums wird stark angehoben, wie in Abbildung 6.8 gezeigt, und das Verwischen kann nicht verhindert werden. Aufgrund dieser Limitation des Korrekturalgorithmus sollte  $r_0$  außerhalb des Objekts liegen, da das Rauschlevel in Umgebung des Minimums stark angehoben wird. Innerhalb von  $r_0$  wird eine verbesserte Bildqualität ohne Verwischungsartefakte möglich.

Unter Verwendung der Korrektur kann ein breiterer Frequenzbereich der Anregung zur Bildgebung verwendet werden und bei der PETRA-Sequenz kann  $P_{min}$  von 0,4 auf 0,0 gesenkt werden. Damit werden höhere Auslesebandweiten und kürzere Kodierzeiten mit weniger T2-Blurring in UEZ-Sequenzen möglich. Andererseits können längere Pulse verwendet werden, die einen höheren Flipwinkel erreichen können.

Der Korrekturalgorithmus, der hier für die PETRA-Sequenz gezeigt wurde, kann ohne größere Aufwände für die zTE-, WASPI- oder RASP-, SPRITE- und GOSPEL-Sequenz adaptiert werden. Auch für andere Sequenzen mit nicht-selektiver Anregung bei eingeschaltetem Gradienten

wie der BURST-Sequenz könnte er verwendet werden.

Zusammengefasst wurde in diesem Kapitel der Einfluss des Anregungsprofils nicht-selektiver Pulse in Anwesenheit von Gradienten gezeigt und ein Korrekturansatz präsentiert, der den Einfluss im Post-Processing wieder beheben kann. Gesteigerter Kontrast wird erreicht, und Verwischungen können verhindert werden. Die Limitationen des Ansatzes wurden untersucht. Höhere Auslesebandbreiten oder längere Pulse mit höheren Flipwinkeln werden mit dem Ansatz möglich. Dies könnte helfen, diese Sequenzklasse in klinischen Anwendungen zu etablieren.

## 7 Anwendungen der PETRA-Sequenz

Die PETRA-Sequenz wurde in ersten Versuchen für verschiedene Anwendungen und an verschiedenen klinischen Ganzkörper-MRTs mit Feldstärken von 0,35 T bis 7 T getestet. Die Anwendungen spalten sich auf in UEZ-Anwendungen, in denen Stoffe mit sehr kurzem T2 oder T2\* gemessen werden, und Anwendungen, die die geringe Lärmentwicklung während einer PETRA-Messung ausnutzen.

### 7.1 UEZ-Anwendungen mit der PETRA-Sequenz

In diesem Abschnitt werden Anwendungsbeispiele der PETRA-Sequenz gezeigt, die durch die ultrakurze Echozeit der Sequenz ermöglicht werden. Wie in den Grundlagen erklärt (Abschnitt 2.2), sind kurze T2-Relaxationszeiten in Stoffen mit starken Bindungen zu finden, wie im menschlichen Körper zum Beispiel Knochen, Sehnen, Bänder und Zähne. Protonen mit starker Bindung befinden sich auch in Materialien, die zum Beispiel in Spulen verwendet werden. Im Umfeld von starken Suszeptibilitätssprüngen, wie beispielsweise in der Lunge, ist die T2\*-Zeit stark verkürzt, so dass zur Bildgebung Sequenzen mit kurzer Echozeit benötigt werden.

Abbildung 7.1 zeigt eine Doppel-Echo-PETRA-Aufnahme bei 3T. Im ersten Echo (oben links) mit einer Echozeit von  $TE_1 = 70 \mu s$  sind Signale der Bänder und Knochen zu erkennen, die im zweiten Echo (oben rechts) bei  $TE_2 = 2,3 \text{ ms}$  bereits zerfallen sind. Im Differenzbild (unten) sind nur noch Stoffe mit kurzem T2 erkennbar. Man erkennt die Handbeugesehnen, Teile der Handwurzelknochen, den Metacarpalknochen des Daumens und die Phalangen des kleinen Fingers.

Eine Doppel-Echo-PETRA-Messung bei 1,5 T des Fußes ist in Abbildung 7.2 gezeigt. Auch hier sind im ersten Echo (oben links) bei  $TE_1 = 70 \mu s$  Signale von Stoffen mit sehr kurzem T2 zu sehen, die im zweiten Echo bei  $TE_2 = 4,6 \text{ ms}$  zerfallen sind, so dass im Differenzbild nur noch diese Stoffe zu sehen sind. Erkennbar sind die Fußwurzelknochen, das untere Ende des Schienbeins, die Achillessehne, Ansatzsehnen der Unterschenkelmuskulatur und unter anderem die Bänder der Fußwölbung. Abbildung 7.3 zeigt ein PETRA-Fuss-Bild, aufgenommen bei 7 T, das ohne weitere Optimierungs- oder Anpassungsarbeiten aufgenommen werden konnte.

Das Differenzbild von zwei Echos ist in Abbildung 7.4 gezeigt. Dort sind MIP-Bilder des Knies in unterschiedlichen Raumrichtungen dargestellt. In der sagittalen Aufnahme (links) sind die Patella, die Patellasehne, das hintere Kreuzband und Teile des Femur- und Tibiaknochens deutlich zu sehen. Im coronalen Schnitt (Mitte) sind neben dem hinteren Kreuzband die Menisci und Collateralbänder zu erkennen. Beide Kreuzbänder und die Femurcondylen kann man im transversalen Schnitt (rechts) sehen. Zudem sind dort Teile der Spule zu erkennen. Abbildung 7.5 zeigt das Knie eines Patienten, das vier Monate vor der Aufnahme einer Operation des vorderen Kreuzband unterzogen wurde, siehe Bildbeschreibung.

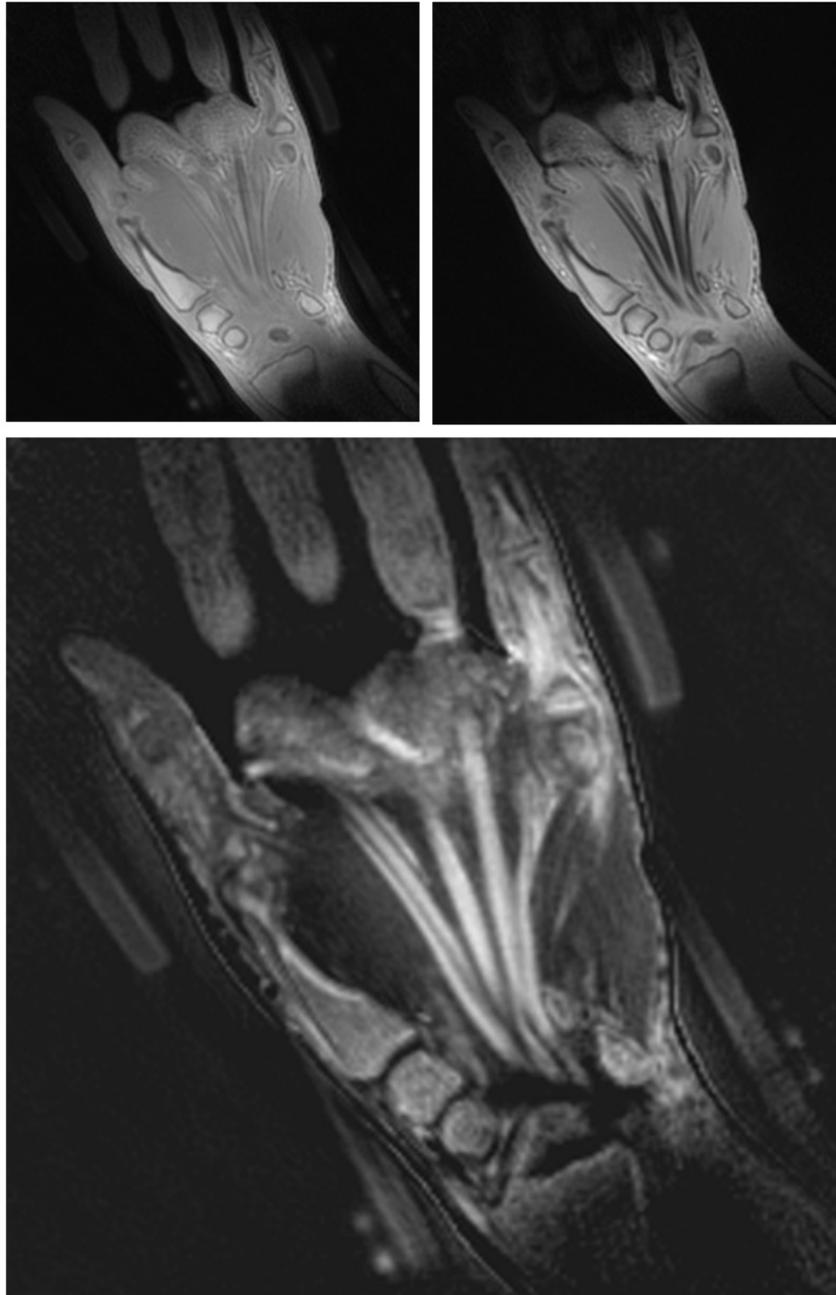


Abbildung 7.1: Messung des Handgelenks bei 3T. Gezeigt sind das erste Echo (links), das zweite Echo (rechts) und das Differenzbild (unten). Zu sehen sind die Handbeugesehnen, Teile der Handwurzelknochen, der Metacarpalknochen des Daumens und die Phalangen des kleinen Fingers. Zudem sind die Schaumstoffkissen und Teile der Spulenummantelung zu sehen. Messzeit 4 min 28', Auflösung 0,78 mm isotrop,  $TE_1 = 70 \mu s$ ,  $TE_2 = 2,3 \text{ ms}$ .

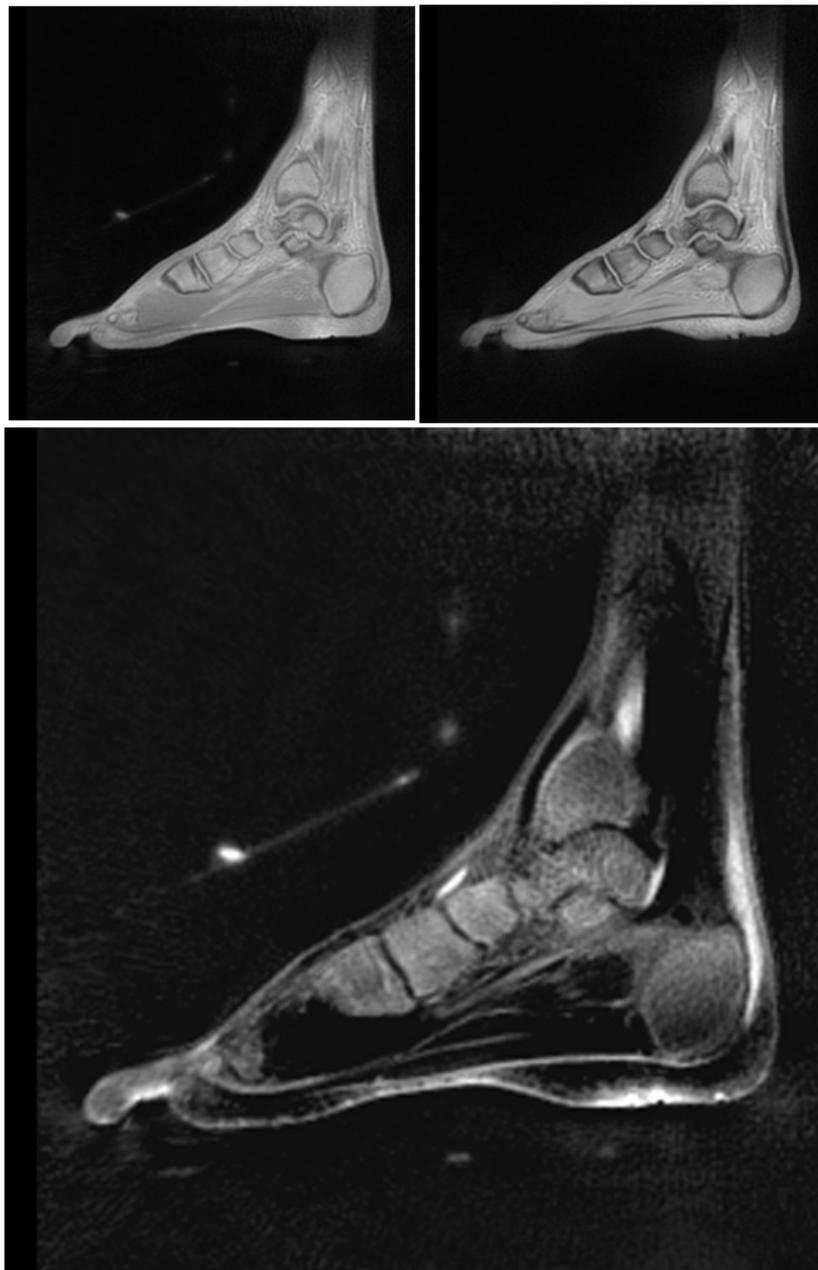


Abbildung 7.2: Messung des Fusses bei 1,5 T. Gezeigt sind das erste Echo (links), das zweite Echo (rechts) und das Differenzbild (unten). Zu sehen sind die Fußwurzelknochen, das untere Ende des Schienbeins, die Achillessehne, Ansatzsehnen der Unterschenkelmuskulatur und unter anderem die Bänder der Fusswölbung. Zudem sind im Differenzbild Teile der Spulenummantelung zu erkennen. Messzeit 7 min 30', Auflösung 1,17 mm isotrop,  $TE_1 = 70 \mu s$ ,  $TE_2 = 4,6 \text{ ms}$ .

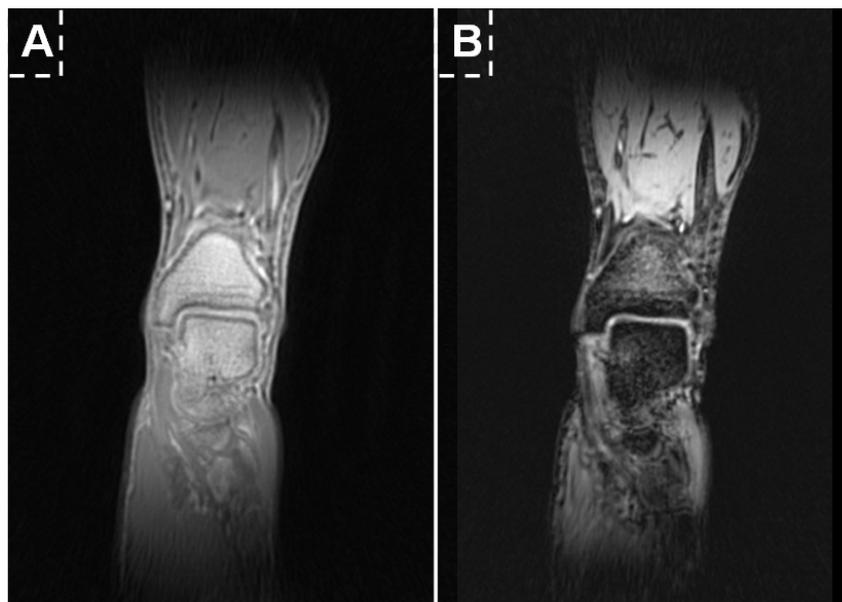


Abbildung 7.3: Messung des Fußes bei 7 T mit erstem (A) und zweitem Echo (B), aufgenommen am AKH Wien. Extremity Coil,  $TE_1 = 90 \mu s$ ,  $TE_2 = 5 \text{ ms}$ ,  $TR = 9,5 \text{ ms}$ ,  $\alpha = 6^\circ$ ,  $T_{ACQ} = 9 \text{ min } 49'$ , Auflösung 0,78 mm isotrop. *Courtesy of AKH Wien.*



Abbildung 7.4: Differenzbild des Knies bei 1,5 T in sagittaler (links), koronarer (mitte) und transversaler (rechts) Schichtorientierung, MIP-Dicke 4 mm, Messzeit 7 min 30'.

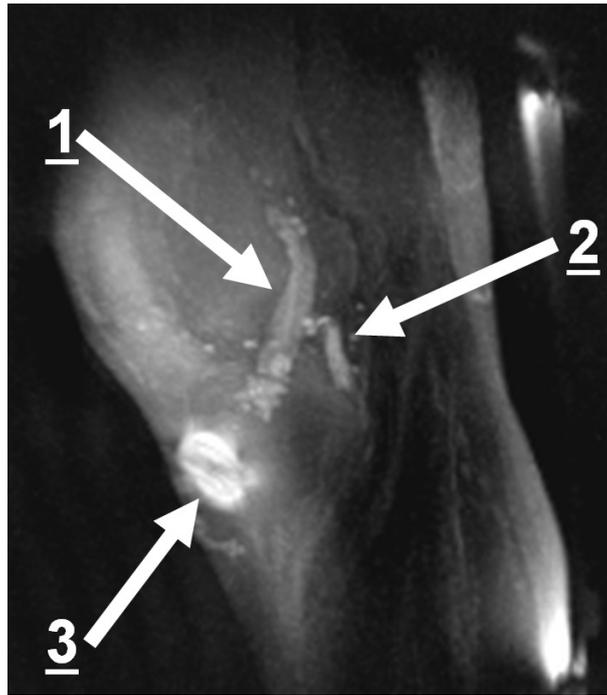


Abbildung 7.5: Sagittales MIP-Differenzbild des Knies bei 1,5 T, MIP-Dicke = 22 mm. Das vordere Kreuzband war vier Monate vor Messung nach einem Riss operiert worden. Pfeile 1 und 2 zeigen auf das vordere und hintere Kreuzband, Pfeil 3 zeigt auf die Schrauben, die zur Fixierung des vorderen Kreuzbandes verwendet wurden. Am rechten Bildrand sind Teile der Spulenummantelung zu sehen. 50000 radiale Speichen,  $\alpha = 4^\circ$ ,  $N = 256^3$  mit einer Auflösung von 0,97 mm. TR = 10 ms, Aufnahmezeit  $T_{Acq} = 8 \text{ min } 43'$ ,  $TE_1 = 50 \mu\text{s}$  and  $TE_2 = 4.6 \text{ ms}$ . *Quelle der Abbildung: [49]*

Auch Zähne haben sehr kurze T2-Zeiten in der Größenordnung von ungefähr  $150 \mu\text{s}$ . Mit der PETRA-Sequenz ist Dentin auch bei 0,35 T sichtbar, siehe Abbildung 7.6. Auch in-vivo ist Dentin und der Kieferknochen zu sehen. Abbildung 7.7 zeigt ein Zahnbild, aufgenommen bei 3 T mit einer Loop-Coil.

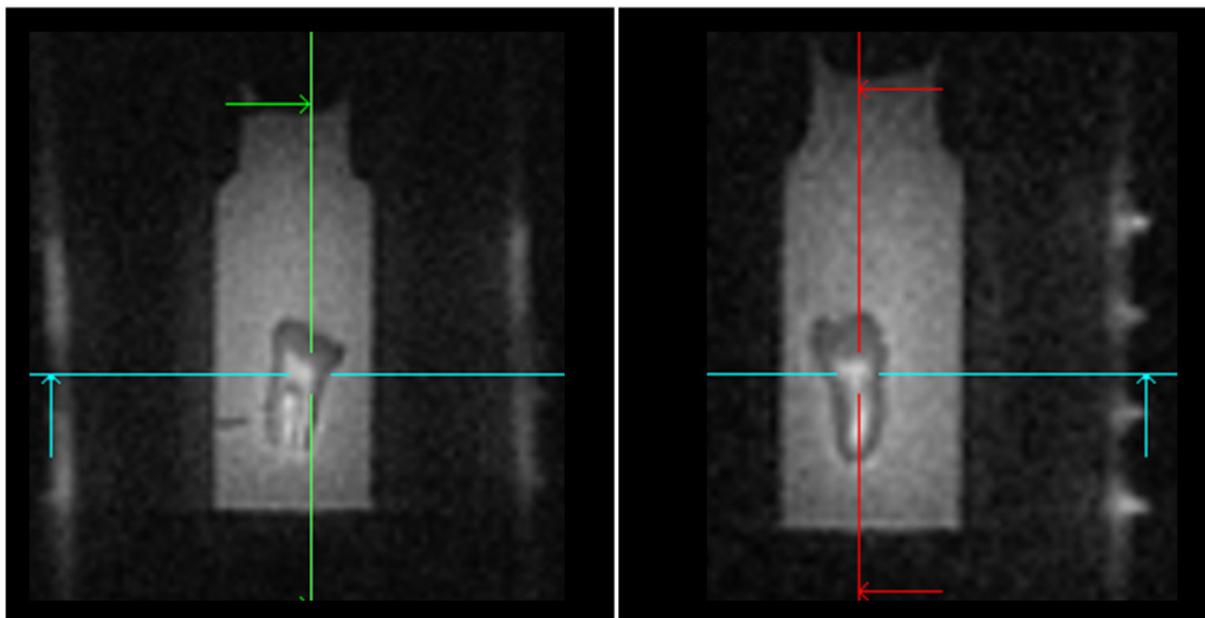


Abbildung 7.6: Messung eines Zahn-Phantoms bei 0,35 T mit einem Kanal einer 4-Kanal-Handgelenksspule. Echozeit  $TE = 70 \mu s$ ,  $TR = 3,9 \text{ ms}$ , 12 Mittlungen, Messzeit ca. 40 Minuten.

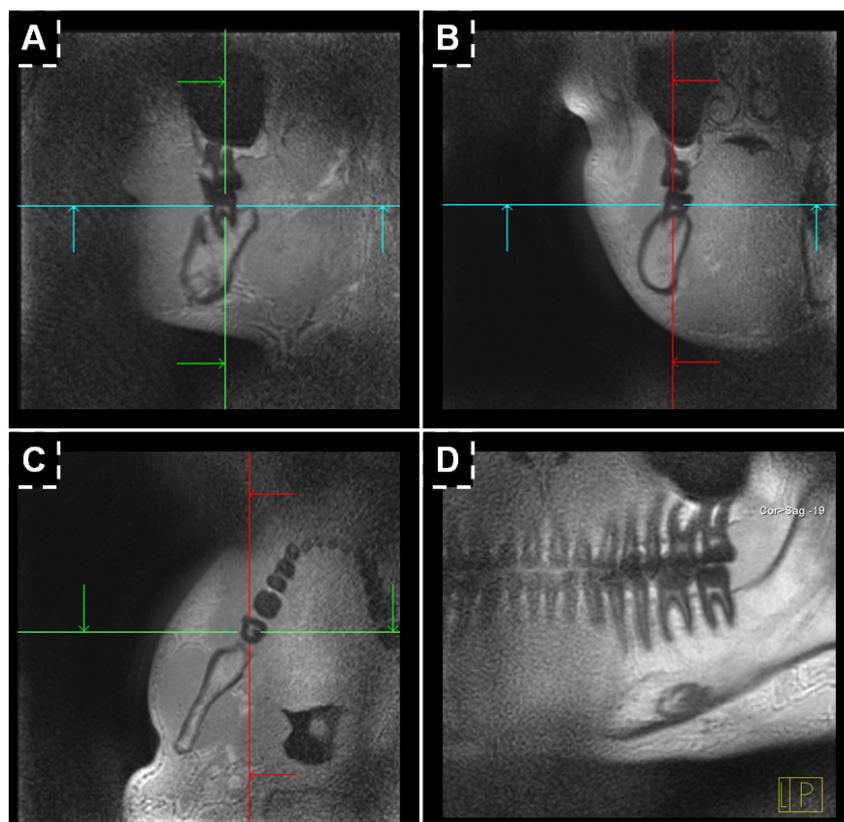


Abbildung 7.7: Zahnmessung mit einer Loop-Spule bei 3 T in einer Messzeit von 3 Minuten mit einem sagittalen (A), koronaren (B) und transversalen (C) Schnitt. In (D) ist eine 3D-Rekonstruktion der Zähne gezeigt.

Aufgrund der Luft-Wasser-Übergänge hat Lungengewebe ein sehr kurzes  $T2^*$ , bei 1,5 T ungefähr 1 ms. Mit UEZ-Sequenzen kann man den Signalverlust durch den  $T2^*$ -Zerfall begrenzen. Abbildung 7.8 zeigt eine Lungenaufnahme mit der PETRA-Sequenz in Expiration mit Atemtriggerung. Man erkennt Signale vom Lungenparenchym, Lungengefäße, die Brustwirbelsäule, das Zwerchfell, das Herz und das Rückenmark.



Abbildung 7.8: MIP-PETRA-Lungenbild mit Triggerung bei 1,5 T, MIP-Dicke = 5 mm. Gesamtmesszeit ca. 10 Minuten bei einer Auflösung von 1,6 mm.

UEZ-Sequenzen können zur Segmentierung von Stoffen in Weichteil (Wasser), Knochen und Luft verwendet werden. Aus dieser Segmentierung kann man bei kombinierten MR-PET-Messungen die Schwächung des PET-Signals im Körper beheben. Abbildung 7.9 zeigt eine Doppel-Echo-PETRA-Aufnahme und das Differenzbild der Bilder. Im Differenzbild ist bereits die Knochenstruktur des Kopfes erkennbar. Mit fortgeschrittenen Nachbearbeitungsmethoden [19] kann die Segmentierung durchgeführt werden, wie Abbildung 7.9 (D) zu sehen.

Das PET-Signal wird nicht nur im Körper geschwächt, sondern auch beispielsweise durch Spulen-

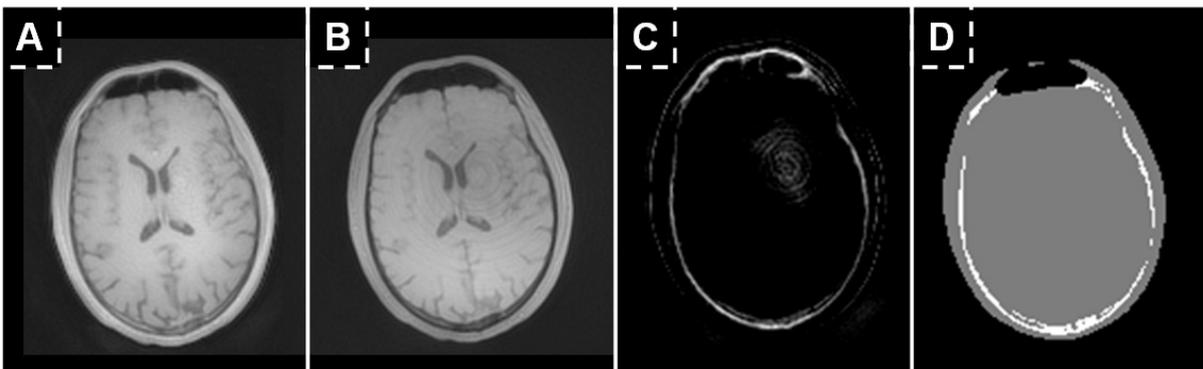


Abbildung 7.9: Doppelpetech-PETRA-Messung bei 3T.  $TE_1 = 70 \mu s$  (A),  $TE_2 = 2,3 \text{ ms}$  (B),  $TR = 5 \text{ ms}$ , Aufnahmezeit 3 min 30' bei einer Auflösung von 1,6 mm. (C) zeigt das direkte Differenzbild von (A) und (B), (D) die Segmentierung, die mit einem wie in [19] vorgestellten Verfahren erstellt wurde.

elemente, die für die MR-Messung benötigt werden. Wie in Abbildung 7.10 zu sehen, sind auch in der Verkleidung der Spule gebundene Protonen enthalten, die bei UEZ-Messungen sichtbar werden. Mit UEZ-Sequenzen kann man die Spulen lokalisieren und sie so in die Schwächungskorrektur einbinden.

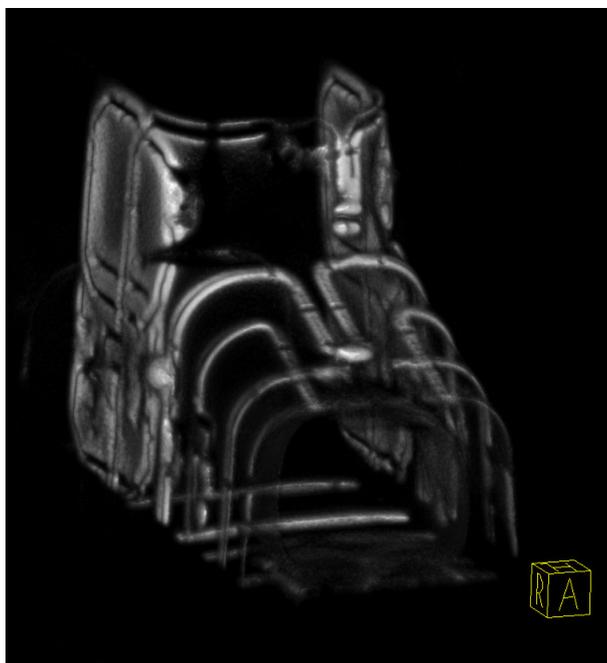


Abbildung 7.10: Aufnahme einer 8-Kanal-Fußgelenksspule, aufgenommen mit der PETRA-Sequenz bei 3T. Auflösung 1,6 mm isotrop, Messzeit 3 Minuten.

Wie z.B. in [17] beschrieben, haben andere Kerne oft starke Bindungen und damit kurze T2-Zeiten. Mit kurzen Echozeiten können zum Beispiel Natriumkerne mit kurzem T2 gemessen werden. Das Signal von Natrium ist geringer als das Protonensignal, da  $^{23}\text{Na}$ -Kerne im Körper deutlich seltener vorkommen. Beim Gridding wird das Gridding-Plateau  $R_{PL}$ , siehe Abbildung 5.2, auf einen geringeren Wert als bei der Protonenbildgebung gesetzt. Damit lässt sich das SNR auf Kosten der Auflösung steigern. So wurde bei den in Abbildung 7.11 gezeigten Versuchen  $R_{PL}$  auf 30% der Halbprojektion gesetzt. In dieser Abbildung sind eine Doppel-Echo-Phantomaufnahme und eine sagittale Knieaufnahme gezeigt.

In Abschnitt 5.1.2 ist eine zweidimensionale Ausführung der PETRA-Sequenz vorgestellt. Bei 2D-PETRA-Messungen wird auf eine Kodierung in Schichtrichtung verzichtet und nur ein zweidimensionaler k-Raum kodiert. Das gemessene Bild entspricht einer Projektionsaufnahme in Schichtrichtung - wie bei einem Röntgenbild. Abbildung 7.12 zeigt eine 2D-PETRA-Hand- und Armmessung. Man kann Verläufe der Knochen erkennen.

Abbildung 7.13 (rechts) zeigt eine koronare 2D-PETRA-Aufnahme des Beckens. Wie im Lokalisier-Bild (links) zu erkennen, wurden bestimmte Schichten gesättigt, um die gemessene Schicht einzugrenzen. Die Becken- und die Hüftknochen sind erkennbar. Mit dieser Art der Projektionsmessung ist es aufgrund der ultrakurzen Echozeiten denkbar, dass die Bilder zum Abgleich mit Röntgenbildern verwendet werden können. Damit könnte die MR-basierte Planung einer Strahlentherapie

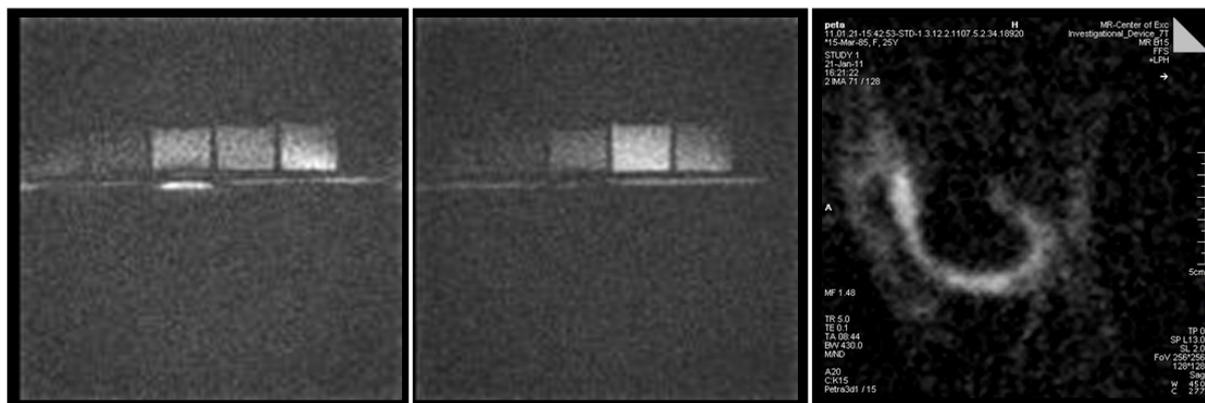


Abbildung 7.11: PETRA-Natriumaufnahmen bei 7 T, aufgenommen am MDC Berlin und AKH Wien. In der linken und mittleren Aufnahme sind das erste und zweite Echo einer Doppel-Echo-Aufnahme abgebildet,  $TE_1 = 150 \mu\text{s}$ ,  $TE_2 = 2,95 \text{ ms}$ ,  $TR = 50 \text{ ms}$ . Rechts ist eine sagittale Knieaufnahme gezeigt. Auflösung 2 mm, 20 Mittlungen, Messzeit knapp neun Minuten. *Courtesy of MDC Berlin and AKH Wien.*

verbessert werden.

Vorteil einer zweidimensionalen Kodierung ist, dass das Bild sehr schnell akquiriert werden kann. Damit sind auch zeitaufgelöste Messungen möglich. Es ist denkbar, dass dieser Ansatz bei MR-gestützten Interventionen einsetzbar ist. Mit Vorpulsen wie dem IRON-Puls könnte im Umfeld des Katheters ein positiver Kontrast erzeugt werden [59] und so zumindest in bestimmten Teilen des Körpers ein aussagekräftiges Bild mit der 2D-PETRA-Methode aufgenommen werden.

Wie im nächsten Abschnitt für die 3D-PETRA-Sequenz gezeigt, kann auch die 2D-PETRA-Messung leise bis lautlos erfolgen. Sollten zumindest Teile einer Intervention leise durchgeführt werden können, wäre das ein Komfortgewinn für den Patienten und den behandelnden Arzt, da zum Führen des Katheters eine herkömmliche MR-Sequenz mit hohem Geräuschpegel verwendet werden müsste. Der nächste Abschnitt zeigt mögliche Applikationen der leisen 3D-PETRA-Sequenz.



Abbildung 7.12: 2D-PETRA-Messungen der Hand (links) und des Arms (rechts). Messzeit 2,97 Sekunden pro Bild. Man kann die Handwurzelknochen, die Metacarpalknochen, die Phalangen und Unterarmknochen sehen.

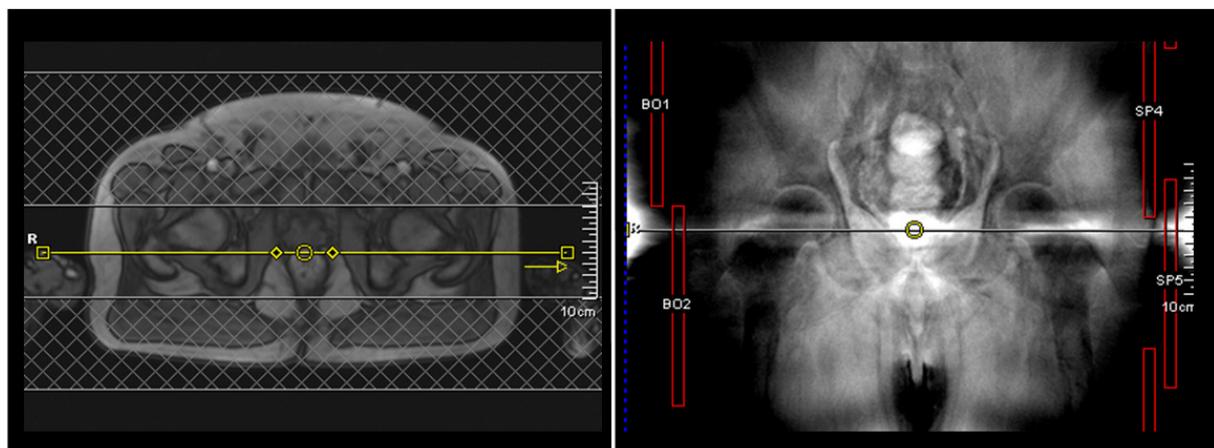


Abbildung 7.13: 2D-PETRA-Messungen des Beckens (rechts). Wie im Lokaliser (links) zu erkennen, wurden bestimmte Bereiche gesättigt, um die Projektionsschicht einzugrenzen. Bilder wie dieses mit Signal von Knochen könnten in der Strahlentherapieplanung zum Abgleich mit Röntgenbildern verwendet werden.

## 7.2 Leise MR-Bildgebung mit der PETRA-Sequenz

Wie in Abschnitt 3.4 erwähnt, können SP-Sequenzen sowie die zTE-, WASPI-, SWIFT- und auch PETRA-Sequenz sehr leise sein, da im Sequenzablauf sehr geringe Gradientenänderungen erfolgen.

Abbildung 7.14 zeigt den gemessenen Lautstärkepegel bei PETRA-Messungen an einem MAGNETOM Avanto (1,5 T) mit verschiedenen Einstellungen und Spulen im Vergleich zum Hintergrundgeräusch durch den Kaltkopf. Auch die Lautstärkeentwicklung während einer MPRAGE-Sequenz [60] wird im Vergleich zum Hintergrundgeräusch dargestellt. Der äquivalente Dauerschallpegel der Hintergrundmessung betrug 61,87 dB(A), der PETRA-HC-Messung 66,22 dB(A), der PETRA-BC-Messung 62,87 dB(A), der PETRA HC T1 Messung 65,58 dB(A) und der MPRAGE - Messung 95,16 dB(A). Einstellung der PETRA-Messungen waren  $G_{max} = 8$  mT/m, TR = 3,11 ms, Rampzeit 0,75 ms, 100000 Spokes. Bei aktiviertem Vorpuls wurden TI = 450 ms und eine Akquisitionszeit von 1750 ms gewählt. Die PETRA-Messungen mit der Kopfspule sind auch ohne Ohrschutz problemlos erträglich, vom Klang vergleichbar mit einer um den Kopf schwirrenden Mücke. Die Lautstärkemessungen wurden mit einem Brüel & Kjær (Naerum, Dänemark) Messgerät durchgeführt, Messzeit 20 Sekunden (238 Mittlungen). In den PETRA-Messungen der Abbildung 7.14 (A) bis (C) sieht man bei ca.  $n \cdot 320$  Hz ( $n = 1, 2, \dots$ ) die durch die Repetitionszeit hervorgerufenen Peaks. In anderen Frequenzlagen weichen die Kurven in A bis C kaum vom Hintergrundgeräuschpegel ab. Der Geräuschpegel der MPRAGE-Messung liegt in allen Frequenzbereichen deutlich über dem Hintergrundgeräuschpegel.

Mit der Body-Coil ist der Geräuschpegel während der PETRA-Messung nur ein Dezibel lauter als das Hintergrundgeräusch und kaum wahrnehmbar. Bei der T1-Messung mit der Kopfspule ist der Hintergrundgeräuschpegel um 4 dB(A) angehoben. Das Geräusch entsteht nicht im Gradientensystem, sondern beim Umschaltvorgang zwischen Senden und Empfangen. Verglichen mit einer Lautstärke von mehr als 30 Dezibeln über dem Hintergrund während der MPRAGE-Sequenz wird mit der PETRA-Sequenz eine enorme Lautstärkeinsparung erreicht.

Die mit der PETRA-Sequenz erreichte Lautstärkereduzierung führt nicht nur zu einem gesteigerten Patientenkomfort sondern potentiell auch zu neuen Anwendungen der Sequenz. Eine Anwendung könnte im Bereich Pädiatrie liegen, wo die Patienten zur Messung oft sediert werden müssen. Mit deutlich gesenkter Lautstärke könnte den jungen Patienten die Angst vor der Untersuchung genommen werden und dazu führen, dass sie auch ohne Sedierung ruhig genug für eine Messung liegen. Das Gleiche gilt für stark verängstigte oder unruhige Patienten.

Ohne Vorpulse liegt der Kontrast der PETRA-Sequenz im Bereich von Protonendichte- bis leichtem T1-Kontrast. Von klinischen Sequenzen wird oft ein klarer T1 oder T2 Kontrast verlangt. Ziel ist es daher, einen möglichst nahe an den Kontrast von standardmäßig verwendeten klinischen Sequenzen heranreichenden Kontrast zu erzeugen, ohne die Messzeit zu verlängern.

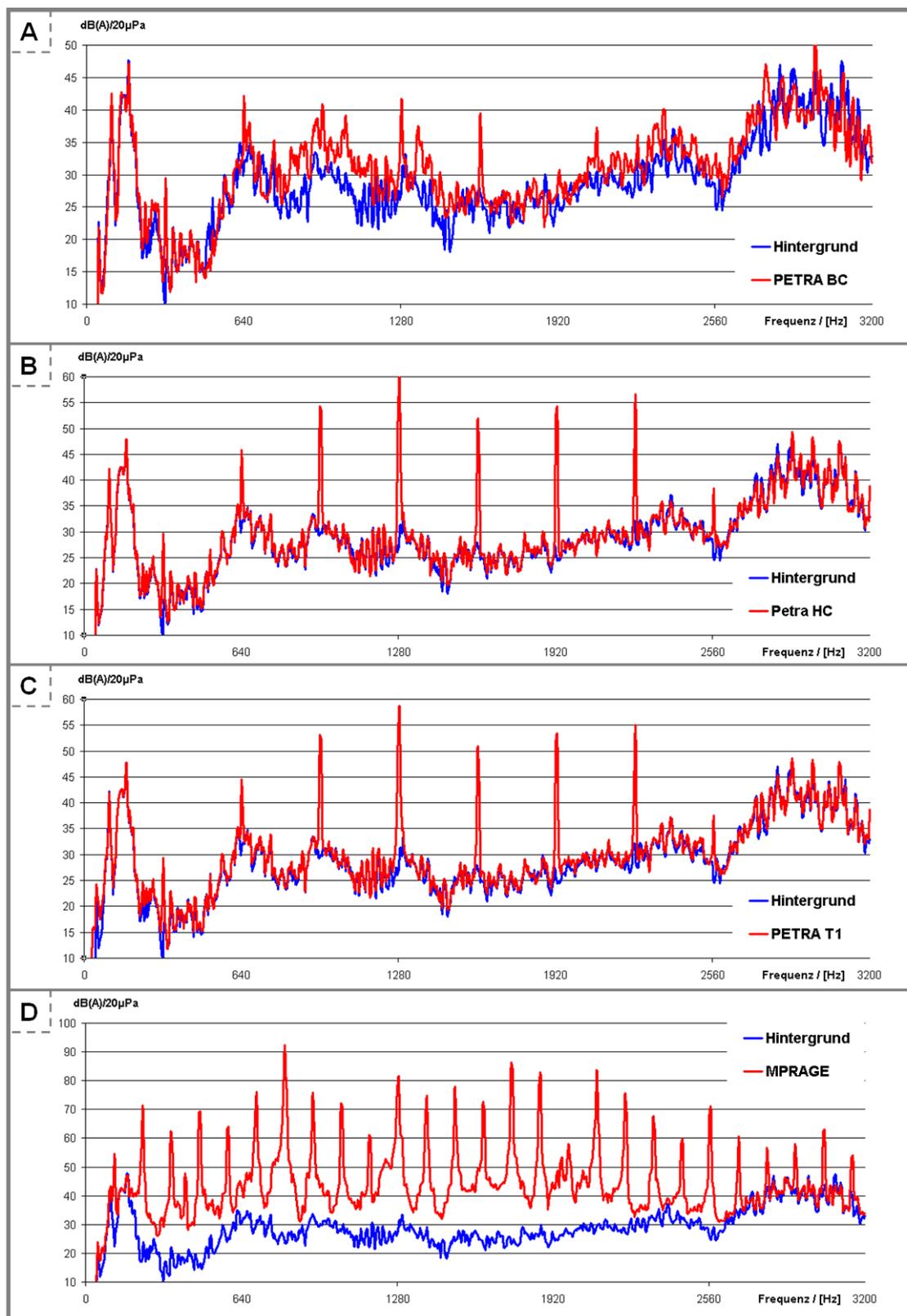


Abbildung 7.14: Lautstärkemessungen. Vergleich des Hintergrundschallpegels mit (A) einer PETRA-Messung mit der Kopfspule (HC), mit (B) einer PETRA-Messung mit der Body-Coil (BC), mit (C) einer PETRA-Messung mit der HC und einem T1-Vorpuls und (D) einer MPRAGE-Sequenz.

### 7.2.1 T2-gewichtete PETRA-Bilder

Mit den in Abschnitten 3.5.1 und 4.2.1 vorgestellten Pulsen können Stoffe mit kurzem T2 unterdrückt werden und ein Kontrast erzeugt werden, der einem herkömmlichen T2-gewichteten Bild ähnelt. Der in dieser Arbeit in Abschnitt 4.2.1 entwickelte Vorpuls kann zur leisen Bildgebung nicht verwendet werden, da die Gradienten während des Pulses ausgeschaltet sein müssen und er vor jeder Repetition appliziert werden muss. Mit dieser erhöhten Gradientenaktivität ist die Sequenz nicht mehr leise. Zu dem in [40] beschriebenen Puls sowie zu Inversionspulsen müssen die Gradienten zwar auch ausgeschaltet sein, dafür müssen sie aber nur alle 1 bis 2 Sekunden appliziert werden. Die Gradientenaktivität und damit die Lautstärke werden gering erhöht, wie in Abbildung 7.14 (C) gezeigt.

Mittels Probandenmessungen wurden die optimalen Einstellungen ermittelt. Für den T2-Vorpuls wurde herausgefunden, dass das TE des Pulses um 150 ms betragen muss, dann für ca. 250 ms akquiriert werden kann und dann eine Sekunde gewartet werden muss, um das Spinsystem relaxieren zu lassen. Abbildung 7.15 (B) zeigt ein mit optimalen Einstellungen erreichbares Bild.

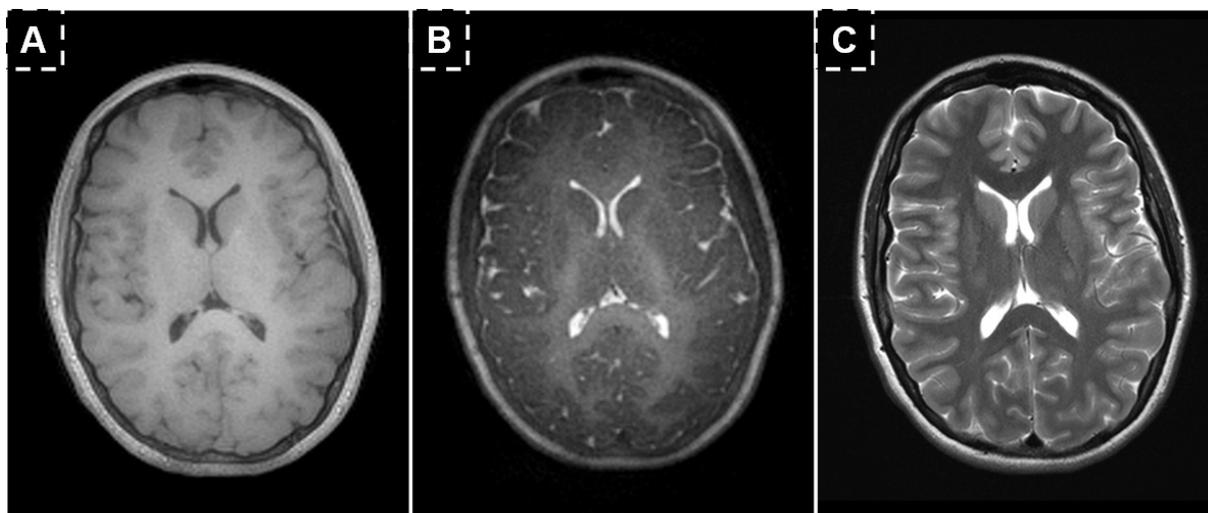


Abbildung 7.15: A) und B) PETRA-Aufnahmen ohne und mit T2-Vorpuls. C) T2-TSE-Aufnahme zum Vergleich. In B) ist ein T2-artiger Mischkontrast zu sehen, der Liquor ist heller als die Gehirnsubstanz. Die Einstellungen des Vorpulses waren TE = 160 ms, Aufnahmezeit 250 ms und Wartezeit 750 ms. Gesamtmesszeit mit Vorpuls 12 min 40'. Im Vergleich zur normalen PETRA-Messung (A) hat sich die Messzeit verfünffacht.

Ein T2-artiger Mischkontrast wird erreicht. Die Bildqualität und vor allem die Messzeit sind jedoch nicht überzeugend. Die Messzeit steigt mit T2-Vorpuls wegen der Zeit, die für den Vorpuls und zur Relaxation benötigt wird, ungefähr um den Faktor 5.

### 7.2.2 T1-gewichtete PETRA-Bilder

T1-Kontraste können mit einem Inversionspuls erreicht werden. In Probandenmessungen wurden die optimalen Einstellungen ermittelt. Bei einer Inversionszeit von TI = 400 ms und einer danach folgenden Akquisitionsdauer von ca 1750 ms ist ein stabiler T1-Kontrast möglich. Eine Relaxationszeit nach Ende der Akquisitionsdauer und dem darauffolgenden Vorpuls wird nicht

benötigt. Die Messzeit steigt mit dem Vorpuls daher nur ca. um einen Faktor 1,2.

Der entstehende Kontrast ist vergleichbar mit dem Kontrast der T1-gewichteten Sequenz MPRAGE, die vor allem in der neuroradiologischen Bildgebung für Kopfaufnahmen verwendet wird. Abbildung 7.16 zeigt einen Bildvergleich zwischen der MPRAGE- und der PETRA-Sequenz bei 3 T mit der 32-Kanal-Kopfspule. Die Messzeit beider Messungen beträgt sechs Minuten, auch die Auflösung ist identisch bei einem Millimeter isotrop. Der Kontrast ist vergleichbar. Aufgrund der ultrakurzen Echozeiten der PETRA-Sequenz ist das Signal vom Knochen deutlich von Luft unterscheidbar. Auch im Umfeld von Luft, wie in den Ohren oder Nebenhöhlen, wurde wegen der minimalen Suszeptibilitätsartefakte eine gute Bildqualität erreicht.

Wie in Abbildung 7.14 gemessen, beträgt die mittlere Lautstärke bei der MPRAGE Messung ungefähr 30 dB(A) über dem Hintergrundgeräusch. Die Lautstärke der PETRA-Messung ist mit ca. 4 dB(A) über dem Hintergrund um Größenordnungen leiser als die MPRAGE.

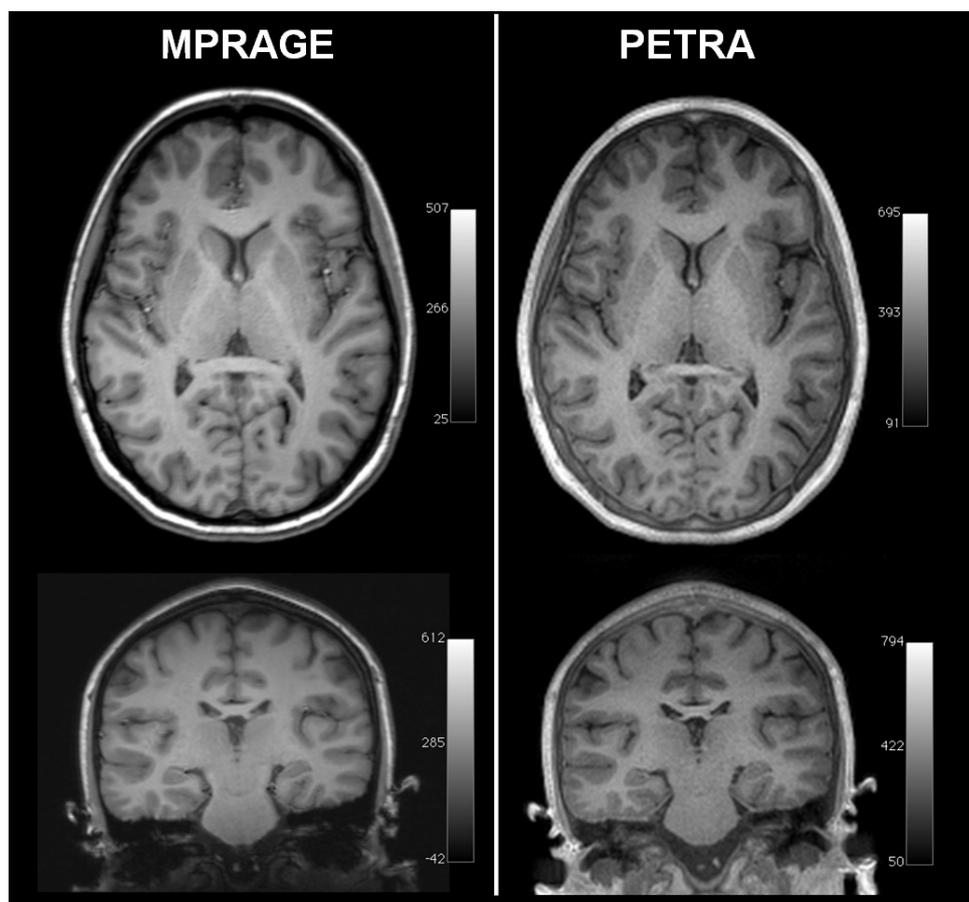


Abbildung 7.16: Vergleichsmessung zwischen einer MPRAGE- und der PETRA-Sequenz mit Inversionspuls bei gleicher Messzeit (6 Minuten) und Auflösung (1 mm isotrop). In beiden Aufnahmen sind das Hirnparenchym sowie innere und äußere Liquorräume zu sehen. Wegen der ultrakurzen Echozeit ist bei der PETRA-Messung zudem Signal der Schädelkalotte und des Felsenbeins beidseits erkennbar.

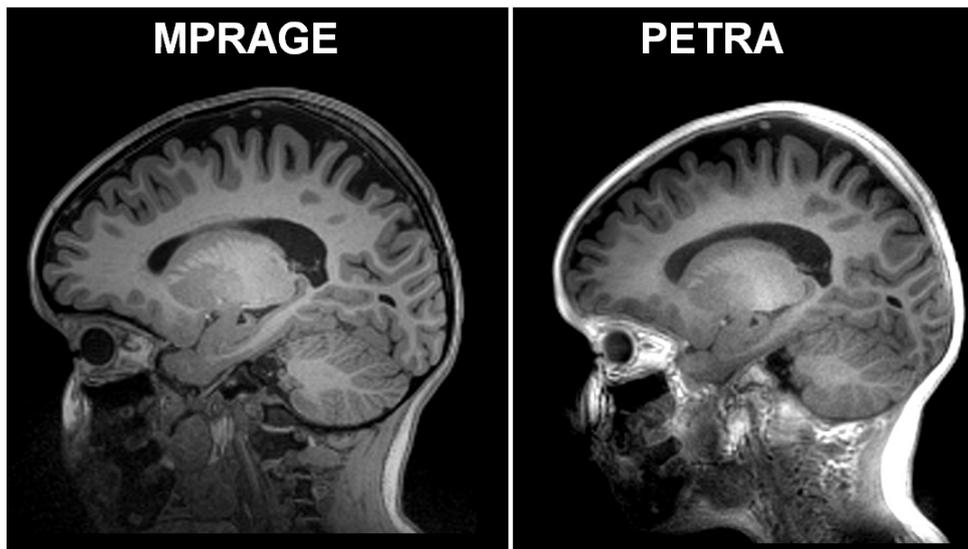


Abbildung 7.17: Vergleichsmessung zwischen einer MPRAGE- und der PETRA-Sequenz mit Inversionspuls an einem sieben Jahre alten Patient bei gleicher Messzeit (6 Minuten). Die Auslösung der MPRAGE-Sequenz (0,9 mm isotrop) war höher als die Auslösung der PETRA-Sequenz (1,1 mm isotrop). *Courtesy of Childrens Hospital Boston.*

### 7.3 Diskussion

In diesem Kapitel wurden In-vivo-Anwendungsbeispiele der PETRA-Sequenz an gesunden Probanden bei Magnetfeldstärken von 0,35 bis 7 T gezeigt. Die in Abschnitt 7.1 gezeigten Bilder zeigen die erwarteten Merkmale von Aufnahmen mit sehr kurzen Echozeiten: a) Signal von Knochen, Sehnen, Bändern und Zähnen, b) Protonen bis T1-gewichteter Kontrast, c) fast keine Suszeptibilitätsartefakte und Signalverluste im Umfeld von Lufteinschlüssen oder anderen magnetischen Störungen. Das ist zum einen in den Lungenaufnahmen, Abbildung 7.8, oder den Aufnahmen des operierten Knies, Abbildung 7.5, zu erkennen. Dort sind fast keine Suszeptibilitätsartefakte im Bereich der zur Fixierung des operierten Kreuzband verwendeten Metallschrauben zu sehen (Pfeil 3).

Sehnen, Bänder, Knochen und auch Zähne erscheinen bei Echozeiten von  $TE = 70 \mu s$  hell im Bild, wie es in den Hand-, Fuss-, Knie- und Zahnbildern, Abbildungen 7.1 bis 7.7, zu sehen ist. Wird ein zweites Echo aufgenommen, sind diese Stoffe im zweiten Echo dunkel, so dass die Subtraktionsbilder nur noch Stoffe mit sehr kurzen T2-Zeiten zeigen.

Doppel-Echo-Kopfaufnahmen, siehe Abbildung 7.9, oder Messungen der Spule selbst, siehe Abbildung 7.10, können zur Berechnung der Schwächungskorrektur bei kombinierten MR-PET Aufnahmen verwendet werden. Auch wenn das Signal der Spule nicht direkt als Schwächungskarte übernommen werden kann, ist die Position der Spule aus dem Bild berechenbar. Damit ist auch die Schwächung des Signals bei vorher vermessenen Spulen bekannt. Zudem kann die exakte Lokalisierung einer Spule dazu verwendet werden, in das Bild eingefaltetes Spulensignal herauszurechnen. Die Lokalisierung der Spule könnte zudem zu einer genaueren Gewichtung von verschiedenen Send- und Empfangskanälen benutzt werden.

Eine eher unerwartete Anwendung der Sequenz bietet die leise Bildgebung. Wie in Abbildungen 7.16 und 7.17 gezeigt, kann die PETRA-Sequenz mit Inversionspulsen einen Kontrast und eine

Bildqualität liefern, die der von standardmäßig in der klinischen Routine verwendeten Sequenzen sehr nahe kommt - in vergleichbarer Messzeit und Auflösung. Der wichtigste Vorteil an dieser Messung ist, dass die Messung (fast) lautlos abläuft. Ohne eine Hardwareänderung bietet die PETRA-Sequenz daher neue Anwendungsbereiche zum Beispiel im Bereich Pädiatrie, siehe Abbildung 7.17, oder allgemeiner Anhebung des Patientenkomforts. Eine mögliche Anwendung der in Abbildung 7.12 demonstrierten 2D-PETRA-Variante wäre daher im interventionellen Bereich, wo mit einer leisen Bildgebung nicht nur der Komfort für den Patienten, sondern auch für den behandelnden Arzt gesteigert werden kann.

Um die Wertigkeit und Verwendbarkeit der Sequenz in klinischen Fragestellungen abschließend einordnen zu können, sind weitere Forschungen nötig. Daher wird die Sequenz zur Zeit in mehreren Forschungsgruppen und für verschiedene Anwendungen klinischen Tests unterzogen.

## 8 Diskussion und Ausblick

Die Messung von Stoffen mit sehr kurzem T2 liefert der Magnetresonanztomographie neue Anwendungsgebiete. In dieser Arbeit wurden bestehende Methoden zur Bildgebung von Stoffen mit sehr kurzem T2 evaluiert und neue Methoden entwickelt. Ziel dieser Methoden ist es, Nachteile der bestehenden Methoden zu umgehen oder zu lösen und eine stabile Bildqualität zu erreichen, ohne die Hardware des Magnetresonanztomographen verändern zu müssen.

In Kapitel 4 wurde die *'Gradient Optimized Single-Point sequenz with Echo time Leveraging'* GOSPEL-Sequenz vorgestellt. Diese Sequenz ist eine Single-Point-Sequenz, die deutlich kürzere Echozeiten als die bekannten Single-Point-Sequenzen erlaubt. Es wird ein deutlich höheres SNR von Stoffen mit sehr kurzen T2-Werten erzielt. Einer der grössten Nachteile von SP-Sequenzen - die geringe Zeiteffizienz und dadurch eine sehr lange Messzeit - bleibt mit der GOSPEL-Sequenz jedoch bestehen.

Dieses Problem wurde mit der in Kapitel 5 vorgestellten *'Pointwise Encoding Time reduction with Radial Acquisition'* PETRA-Sequenz gelöst. Die PETRA-Sequenz besteht aus einem kartesischen Single-Point- und einem radialen Akquisitionsteil. In Kapitel 5 wurden die Durchführbarkeit und das Potential dieses Ansatzes in Phantommessungen gezeigt. Es wurden keine Artefakte, die durch die Kombination der beiden Akquisitionsteile entstehen, beobachtet. Die PETRA-Sequenz ermöglicht eine sehr schnelle Bildgebung, da der zeitaufwändige kartesische Anteil der Sequenz nur ein paar Prozent der Gesamtmesszeit beansprucht.

In Kapitel 6 wurde der Einfluss des spektralen Anregungsprofils untersucht. Da bei der PETRA- und GOSPEL-, aber auch anderen Sequenzen wie der zTE-, WASPI-, RASP-, SPRITE- oder zum Beispiel BURST-Sequenz die Bildgebungsgradienten angeschaltet sind, ist die Anregung nur in erster Näherung nicht-selektiv. Tatsächlich werden Schichten durch das Bild angeregt, die nicht nur rotieren, sondern auch ihre Dicke ändern. Mit dem vorgeschlagenen Korrekturalgorithmus können die dadurch entstehenden Verwischungs- und Intensitätsartefakte komplett behoben werden, solange das erste Minimum der Anregung außerhalb des Objekts liegt. Die Bildqualität kann mit der Korrektur deutlich gesteigert werden.

Mit dem präsentierten Korrekturalgorithmus wird ein Nachteil von hart gepulsten Sequenzen gegenüber der Sweep-Anregung in der SWIFT-Sequenz behoben. Bei der Sweep-Anregung ist das Anregungsprofil eine Kastenfunktion, bei hart gepulsten Sequenzen eine sinc-Funktion. Mit dem Korrekturalgorithmus lässt sich die inhomogene Anregung bei hart gepulsten Sequenzen ausgleichen. Die zTE-, WASPI- oder SWIFT-Sequenz können an einem gängigen klinischen MRT nicht ohne Hardwareänderungen implementiert werden. Die PETRA-Sequenz kann ohne jegliche Hardwareänderungen verwendet werden, ohne dass ein Loch im k-Raum-Zentrum wie bei der zTE- oder WASPI-Sequenz entsteht.

Anders als bei der UTE-Sequenz sind mit der PETRA-Sequenz keine schicht-selektiven 2D-Messungen möglich. Bei der UTE-Sequenz bestehen keine Beschränkungen für die Pulslänge, Pulsbandweite oder Flipwinkel. Wie in Kapitel 5 gezeigt, kann die PETRA-Sequenz aufgrund der kürzeren Kodierzeiten eine höhere Auflösung und besseres SNR bei Stoffen mit ultrakurzem T2 erreichen. Die PETRA-Sequenz ist zudem deutlich robuster als die UTE-Sequenz, da Wirbelströme oder Gradientenverzögerungen bei der PETRA-Sequenz keinen Einfluss haben.

Kapitel 7 demonstriert das Potential der PETRA-Sequenz für verschiedene Anwendungen in In-vivo-Messungen an gesunden Probanden. Neben Anwendungen, die auf den ultrakurzen Echozeiten der Sequenz basieren, entstehen weitere Anwendungsmöglichkeiten dadurch, dass PETRA-Messungen (fast) lautlos durchgeführt werden können.

Zusammengefasst wurden in dieser Doktorarbeit zwei neue Methoden zur Messung von Stoffen mit kurzen T<sub>2</sub>-Zeiten entwickelt. Ohne Hardwareänderungen erreichen beide Sequenzen hohe Stabilität und Bildqualität, die der anderer UEZ-Sequenzen mindestens gleichwertig ist. Probleme und Limitationen anderer Sequenzen konnten gelöst werden. Artefakte durch ungewollte Schicht-Selektionen bei Anregungen mit eingeschaltetem Gradienten wurden untersucht und ein Verfahren gezeigt, mit dem sich mögliche Artefakte in der Bildrekonstruktion beheben lassen. Die Grenzen dieses Verfahrens, sowie die Limitationen der Sequenzen wurden untersucht. Höhere Auslesebandweiten oder längere Pulse mit höherem Flipwinkel werden durch den Korrekturalgorithmus zugänglich. Mit der PETRA-Sequenz ist schnelle und fast lautlose Bildgebung möglich. Die Eigenschaften vor allem der PETRA-Sequenz können dazu beitragen, die Verwendung UEZ-Sequenzen in der klinischen Bildgebung bei verschiedensten Anwendungen einen großen Schritt voran zu bringen.

## Literaturverzeichnis

- [1] F. Bloch, W. W. Hansen, and M. Packard. The Nuclear Induction Experiment. *Phys. Rev.*, 70:474–485, 1946.
- [2] E. M. Purcell, H. C. Torrey, and R. V. Pound. Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid. *Phys. Rev.*, 69:37–38, 1946.
- [3] N. Bloembergen, E. M. Purcell, and R. V. Pound. Relaxation effects in nuclear magnetic resonance absorption. *Phys. Rev.*, 73:679–712, 1948.
- [4] M. T. Vlaadingerbroek and J. A. den Boer. Magnetic Resonance Imaging. *Springer, 3rd Edition*, 2004.
- [5] M. D. Robson and G. M. Bydder. Clinical ultrashort echo time imaging of bone and other connective tissues. *NMR Biomed*, 19:765–780, Nov 2006.
- [6] F. Wehrli. Magnetic Resonance Imaging: Principles of MR. *I. Mosby Year Book, 2nd Edition*, 1992.
- [7] F. E. Boada, J. D. Christensen, J. S. Gillen, and K. R. Thulborn. Three-dimensional projection imaging with half the number of projections. *Magn Reson Med*, 37:470–477, Mar 1997.
- [8] E. M. Haacke, R. W. Brown, M. R. Thompson, and R. Venkatesan. Magnetic Resonance Imaging. *John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA*, 1999.
- [9] P. Balchandani and D. Spielman. Fat suppression for 1H MRSI at 7T using spectrally selective adiabatic inversion recovery. *Magn Reson Med*, 59:980–988, May 2008.
- [10] P. D. Gatehouse, R. W. Thomas, M. D. Robson, G. Hamilton, A. H. Herlihy, and G. M. Bydder. Magnetic resonance imaging of the knee with ultrashort TE pulse sequences. *Magn Reson Imaging*, 22:1061–1067, Oct 2004.
- [11] G. H. Filho, J. Du, B. C. Pak, S. Statum, R. Znamorowski, P. Haghghi, G. Bydder, and C. B. Chung. Quantitative characterization of the Achilles tendon in cadaveric specimens: T1 and T2\* measurements using ultrashort-TE MRI at 3 T. *AJR Am J Roentgenol*, 192:W117–124, Mar 2009.
- [12] M. D. Robson and G. M. Bydder. Clinical ultrashort echo time imaging of bone and other connective tissues. *NMR Biomed*, 19:765–780, Nov 2006.
- [13] M. D. Robson, P. D. Gatehouse, P. W. So, J. D. Bell, and G. M. Bydder. Contrast enhancement of short T2 tissues using ultrashort TE (UTE) pulse sequences. *Clin Radiol*, 59:720–726, Aug 2004.

- [14] D. O. Kuethe, A. Caprihan, E. Fukushima, and R. A. Waggoner. Imaging lungs using inert fluorinated gases. *Magn Reson Med*, 39:85–88, Jan 1998.
- [15] W. Liu, H. Dahnke, J. Rahmer, E. K. Jordan, and J. A. Frank. Ultrashort T2\* relaxometry for quantitation of highly concentrated superparamagnetic iron oxide (SPIO) nanoparticle labeled cells. *Magn Reson Med*, 61:761–766, Apr 2009.
- [16] R. Zhou, D. Idiyatullin, S. Moeller, C. Corum, H. Zhang, H. Qiao, J. Zhong, and M. Garwood. SWIFT detection of SPIO-labeled stem cells grafted in the myocardium. *Magn Reson Med*, 63:1154–1161, May 2010.
- [17] S. Nielles-Vallespin, M. A. Weber, M. Bock, A. Bongers, P. Speier, S. E. Combs, J. Wohrle, F. Lehmann-Horn, M. Essig, and L. R. Schad. 3D radial projection technique with ultrashort echo times for sodium MRI: clinical applications in human brain and skeletal muscle. *Magn Reson Med*, 57:74–81, Jan 2007.
- [18] S. Anumula, J. Magland, S. L. Wehrli, H. Zhang, H. Ong, H. K. Song, and F. W. Wehrli. Measurement of phosphorus content in normal and osteomalacic rabbit bone by solid-state 3D radial imaging. *Magn Reson Med*, 56:946–952, Nov 2006.
- [19] V. Keereman, Y. Fierens, T. Broux, Y. De Deene, M. Lonneux, and S. Vandenberghe. MRI-based attenuation correction for PET/MRI using ultrashort echo time sequences. *J. Nucl. Med.*, 51:812–818, May 2010.
- [20] J. H. Brittain, A. Shankaranarayanan, V. Ramana, A. Shimakawa, C. H. Cunningham, S. Hinks, R. Francis, R. Turner, J. W. Johnson, K. S. Nayak, S. Tan, J. M. Pauly, and G. M. Bydder. Ultra-short TE Imaging with Single-Digit (8 $\mu$ s) TE. In *Proc. 12th Annual Meeting ISMRM*, page 629, 2004.
- [21] A. Nauerth and B.9 Gewiese. SPI - Single Point FID Imaging. In *Proceedings of SMRM*, page 1215, 1993.
- [22] O. Heid and M. Deimling. Rapid Single Point (RASP) Imaging. In *Abstracts of the 3rd SMR annual meeting*, page 684, 1995.
- [23] B. J. Balcom, R. P. Macgregor, S. D. Beyea, D. P. Green, R. L. Armstrong, and T. W. Bremner. Single-Point Ramped Imaging with T1 Enhancement (SPRITE). *J. Magn. Reson. A*, 123:131–134, Nov 1996.
- [24] O. Heid. Sensitivity Enhanced Single Point Imaging. In *Proceedings of SMRM*, page 2186, 1998.
- [25] M. Halse, J. Rioux, S. Romanzetti, J. Kaffanke, B. MacMillan, I. Mastikhin, N. J. Shah, E. Aubanel, and B. J. Balcom. Centric scan SPRITE magnetic resonance imaging: optimization of SNR, resolution, and relaxation time mapping. *J. Magn. Reson.*, 169:102–117, 2004.
- [26] J. M. Pauly, S. M. Conolly, D. G. Nishimura, and A. Macovski. Slice-selective excitation for very short T2 species. In *Proceedings of SMRM*, page 28, 1989.

- [27] D. J. Tyler, M. D. Robson, R. M. Henkelman, I. R. Young, and G. M. Bydder. Magnetic resonance imaging with ultrashort TE (UTE) PULSE sequences: technical considerations. *J Magn Reson Imaging*, 25:279–289, Feb 2007.
- [28] P. D. Gatehouse and G. M. Bydder. Magnetic resonance imaging of short T2 components in tissue. *Clin Radiol*, 58:1–19, 2003.
- [29] J. Du, M. Carl, M. Bydder, A. Takahashi, C. B. Chung, and G. M. Bydder. Qualitative and quantitative ultrashort echo time (UTE) imaging of cortical bone. *J. Magn. Reson.*, 207:304–311, Dec 2010.
- [30] I. C. Atkinson, A. Lu, and K. R. Thulborn. Characterization and correction of system delays and eddy currents for MR imaging with ultrashort echo-time and time-varying gradients. *Magn Reson Med*, 62:532–537, Aug 2009.
- [31] M. Weiger, K. P. Pruessmann, and F. Hennel. MRI with zero echo time: Hard versus sweep pulse excitation. *Magn Reson Med*, Mar 2011.
- [32] S. Hafner. Fast imaging in liquids and solids with the Back-projection Low Angle ShoT (BLAST) technique. *Magn Reson Imaging*, 12:1047–1051, 1994.
- [33] D. O. Kuethe, A. Caprihan, I. J. Lowe, D. P. Madio, and H. M. Gach. Transforming NMR data despite missing points. *J. Magn. Reson.*, 139:18–25, Jul 1999.
- [34] Y. Wu, M. I. Hrovat, J. L. Ackerman, T. G. Reese, H. Cao, K. Ecklund, and M. J. Glimcher. Bone matrix imaged in vivo by water- and fat-suppressed proton projection MRI (WASPI) of animal and human subjects. *J Magn Reson Imaging*, 31:954–963, Apr 2010.
- [35] Y. Wu, M. I. Hrovat, J. L. Ackerman, T. G. Reese, H. Cao, K. Ecklund, and M. J. Glimcher. Bone matrix imaged in vivo by water- and fat-suppressed proton projection MRI (WASPI) of animal and human subjects. *J Magn Reson Imaging*, 31:954–963, Apr 2010.
- [36] H. Cao, J. L. Ackerman, M. I. Hrovat, L. Graham, M. J. Glimcher, and Y. Wu. Quantitative bone matrix density measurement by water- and fat-suppressed proton projection MRI (WASPI) with polymer calibration phantoms. *Magn Reson Med*, 60:1433–1443, Dec 2008.
- [37] D. Idiyatullin, C. Corum, J. Y. Park, and M. Garwood. Fast and quiet MRI using a swept radiofrequency. *J. Magn. Reson.*, 181:342–349, Aug 2006.
- [38] M. Weiger, K. P. Pruessmann, and F. Hennel. MRI with zero echo time: Hard versus sweep pulse excitation. *Magn Reson Med*, 66:379–389, Aug 2011.
- [39] D. Idiyatullin, S. Suddarth, C. Corum, G. Adriany, and M. Garwood. Continuous SWIFT. In *Proceedings of ISMRM*, page 382, 2011.
- [40] J. H. Brittain, B. S. Hu, G. A. Wright, C. H. Meyer, A. Macovski, and D. G. Nishimura. Coronary angiography with magnetization-prepared T2 contrast. *Magn Reson Med*, 33:689–696, May 1995.
- [41] J. Du, A. M. Takahashi, W. C. Bae, C. B. Chung, and G. M. Bydder. Dual inversion recovery, ultrashort echo time (DIR UTE) imaging: creating high contrast for short-T(2) species. *Magn Reson Med*, 63:447–455, 2010.

- [42] P. E. Larson, P. T. Gurney, K. Nayak, G. E. Gold, J. M. Pauly, and D. G. Nishimura. Designing long-T2 suppression pulses for ultrashort echo time imaging. *Magn Reson Med*, 56:94–103, 2006.
- [43] M. S. Sussman, J. M. Pauly, and G. A. Wright. Design of practical T2-selective RF excitation (TELEX) pulses. *Magn Reson Med*, 40:890–899, 1998.
- [44] S. Ropele, C. Enzinger, T. Seifert, and F. Fazekas. Measurement of short and ultrashort T2 components using progressive binomial RF saturation. *Magn Reson Med*, 56:265–271, 2006.
- [45] P. E. Larson, S. M. Conolly, J. M. Pauly, and D. G. Nishimura. Using adiabatic inversion pulses for long-T2 suppression in ultrashort echo time (UTE) imaging. *Magn Reson Med*, 58:952–961, 2007.
- [46] J. Rahmer, U. Blume, and P. Bornert. Selective 3D ultrashort TE imaging: comparison of dual-echo acquisition and magnetization preparation for improving short-T 2 contrast. *MAGMA*, 20:83–92, 2007.
- [47] J. J. van Vaals, M. E. Brummer, W. T. Dixon, H. H. Tuithof, H. Engels, R. C. Nelson, B. M. Gerety, J. L. Chezmar, and J. A. den Boer. ‘Keyhole’ method for accelerating imaging of contrast agent uptake. *J Magn Reson Imaging*, 3:671–675, 1993.
- [48] E. B. Saff and A. B. J. Kuijaars. Distributing many points on a sphere. *Math Intell*, 19.1:5–11, 1997.
- [49] D. M. Grodzki, P. M. Jakob, and B. Heismann. Ultrashort echo time imaging using pointwise encoding time reduction with radial acquisition (PETRA). *Magn Reson Med*, 67:510–518, 2012.
- [50] J. I. Jackson, C. H. Meyer, D. G. Nishimura, and A. Macovski. Selection of a convolution function for Fourier inversion using gridding [computerised tomography application]. *IEEE Trans Med Imaging*, 10:473–478, 1991.
- [51] J. G. Pipe and P. Menon. Sampling density compensation in MRI: rationale and an iterative numerical solution. *Magn Reson Med*, 41:179–186, 1999.
- [52] J. G. Pipe. Reconstructing MR images from undersampled data: data-weighting considerations. *Magn Reson Med*, 43:867–875, 2000.
- [53] R. van Metter, J. Beutel, and H. Kundel. Handbook of Medical Imaging, Vol. 1: Medical Physics and Psychophysics. *SPIE*, 2000.
- [54] M. Stuber, W. D. Gilson, M. Schar, D. A. Kedziorek, L. V. Hofmann, S. Shah, E. J. Vonken, J. W. Bulte, and D. L. Kraitchman. Positive contrast visualization of iron oxide-labeled stem cells using inversion-recovery with ON-resonant water suppression (IRON). *Magn Reson Med*, 58:1072–1077, Nov 2007.
- [55] J. Hennig and M. Hodapp. Burst imaging. *MAGMA 1*, pages 39–48, 1993.
- [56] D. M. Grodzki, P. M. Jakob, and B. Heismann. Correcting slice selectivity in hard pulse sequences. *J. Magn. Reson.*, 214:61–67, 2012.

- [57] A. C. Kak and M. Slaney. *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. Society of Industrial and Applied Mathematics, 2001.
- [58] J. S. Lim. Two-dimensional signal and image processing. *Englewood Cliffs, NJ, Prentice Hall*, pages 42–45, 1990.
- [59] Gilson WD, Stuber M, Hoffman LV, Shah S, Karmarkar PV, Bulte JW, and Kraitchman DL. Positive contrast passive catheter tracking and endovascular device visualization using IRON MRI. In *Proc 14th Intl Soc Magn Reson Med*, 2006.
- [60] A. R. Moody, R. E. Murphy, P. S. Morgan, A. L. Martel, G. S. Delay, S. Alder, S. T. MacSweeney, W. G. Tennant, J. Gladman, J. Lowe, and B. J. Hunt. Characterization of complicated carotid plaque with magnetic resonance direct thrombus imaging in patients with cerebral ischemia. *Circulation*, 107:3047–3052, Jun 2003.

# Index

- Abtastung
  - kartesische, 22
  - radiale, 22
  - spiralförmige, 22
- Anregung, 13
  - nicht-selektiv, 20
  - schichtselektiv, 20
  - slab-selektiv, 20
- Anregungsphase, 13
- Auslesebandweite, 20
  
- B0, *siehe* Hauptmagnetfeld
- B1, *siehe* Hochfrequenzfeld
- Bildrekonstruktion, 24
- Bohrsches Korrespondenzprinzip, 12
- Boltzmann-Verteilung, 12
- BPP-Theorie, 16
  
- Chemical Shift, 19
- Concomitant Gradient Terms, 25
  
- Dichtematrix, 24
  
- Echo, 20
- Echozeit, 20
  
- Faltungstheorem, 36, 57
- FID, 13
- Flipwinkel, 13
- Fourier-Bildgebung, 19
- FOV, 19
  
- GG, *siehe* thermisches Gleichgewicht
- GOSPEL-Sequenz, 41
- Gradienten, 19
- Gradienten-Echo, 20
- Gradientenspule, 25
- Gradientenstärke
  - absolute, 25
  - nominelle, 25
- Gridding, 24, 56
  
- gyromagentisches Verhältnis, 12
  
- Halbprojektion, 22
- Hauptmagnetfeld, 25
- HF-Feld, *siehe* Hochfrequenzfeld
- Hochfrequenzfeld, 13
  
- Inversionspuls, 24
- IRON Puls, 60
- Isozentrum, 26
  
- k-Raum, 19
- Kaiser-Bessel-Fenster, 56
- Kaltkopf, 25
- Kernspin, 12
- Kodierzeit, 28
- Korrelationszeit  $\tau_c$ , 17
  
- Long-T2-Suppression, 37
  
- MPRAGE-Sequenz, 92
- MTF, 58
  
- Nyquistbedingung, 19
  - radial, 23
  
- Phase, 19
- Plateaulevel, 58
- Projektion, 22
- Puls
  - Hart-, 14
  - Sinc-, 14
  - Sweep-, 35
  
- Rampen, 25
- RFPA, 72
- rotierendes Bezugssystem, 13
- RX-Spulen, 25
  
- Schichtselektion, 14
- Sequenz, 20
- Short-T2-Suppression, 37

Single-Point Sequenz, 28  
Slewwrate, 25  
SNR, 20  
Spin-Echo, 20  
Steady-State, 24  
SWIFT-Sequenz, 35  
  
 $T_{HW}$ , 28  
T1, 15  
T2, 15  
T2\*, 15  
T2-Blurring, 32  
TE, *siehe* Echozeit  
thermisches Gleichgewicht, 12  
Totzeit, 25  
TX/RX-Spulen, 25  
  
UTE-Sequenz, 31  
  
WASPI-Sequenz, 34  
Wirbelströme, 25  
  
zTE-Sequenz, 33

# Publikationen

## Journal Publikationen

- Ultrashort Echo Time Imaging Using Pointwise Encoding Time Reduction With Radial Acquisition (PETRA); David M. Grodzki, Peter M. Jakob, and Bjoern Heismann; Magnetic Resonance in Medicine 67:510-518 (2012)
- Correcting slice selectivity in hard pulse sequences; David M. Grodzki, Peter M. Jakob, and Bjoern Heismann; Journal of Magnetic Resonance 214:61-67 (2012)

## Patente

- **David Grodzki**; DE 10 2009 033 606, US 2011-0012595, Patent pending; 17.07.2009
- **David Grodzki**; DE 10 2009 053 293, US 2011-0115487, Patent pending; 13.11.2009
- **David Grodzki**, Michael Deimling; DE 10 2010 010 196, US 2011-0215804, CN 201110049861.5, Patent pending; 04.03.2010
- **David Grodzki**; DE 10 2010 001 549, US 2011-0187368, Patent pending; 03.02.2010
- **David Grodzki**; DE 10 2010 001 597, US 2011-0187366, Patent pending; 04.02.2010
- **David Grodzki**; DE 10 2010 041 801.3, US, CN, Patent pending; 30.09.2010
- **David Grodzki**, Björn Heismann; DE 10 2010 041 446.8, US, CN, Patent pending; 27.09.2010
- **David Grodzki**; DE 10 2010 041 448.4, US, Patent Pending; 27.09.2010
- **David Grodzki**; DE 10 2010 041 450.6, US 13/246,019, Patent Pending; 27.09.2010
- **David Grodzki**; DE 102010041587.1, US 13/246,907, Patent Pending, 29.09.2010
- Björn Heismann, Sebastian Schmidt, **David Grodzki**; DE 102010063128.0, US, Patent Pending; 15.12.2010
- **David Grodzki**, Björn Heismann, Sebastian Schmidt; DE 102011083619.5, US, Patent Pending; 28.09.2011
- **David Grodzki**; DE 102011082669.6, US, Patent Pending; 14.09.2011
- **David Grodzki**; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**; DE 10 2011 083 398.6, US, Patent Pending; 26.09.2011
- **David Grodzki**; DE 102011083890.2, US, Patent Pending; 30.09.2011
- **David Grodzki**; DE 102011083871.6, US, Patent Pending; 30.09.2011
- Björn Heismann, **David Grodzki**; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**, Björn Heismann; DE 102011085033, US, CN, Patent Pending; 21.10.2011

- Lars Lauer, **David Grodzki**; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**; DE, US, Patent Pending
- Björn Heismann, Sebastian Schmidt, **David Grodzki**, Jeanette Lenger; DE, US, Patent Pending
- Björn Heismann, Sebastian Schmidt, **David Grodzki**, Jeanette Lenger; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**, Lars Lauer; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**; DE, US, CN, Patent Pending
- **David Grodzki**, Mathias Nittka; DE, US, Patent Pending
- **David Grodzki**, Mathias Nittka; DE, US, Patent Pending

## Konferenz-Beiträge

- Grodzki DM, Deimling M, Krieg R, Heismann B, Assmann W. Hyperintens contrast measurement and quantification of molecular probes. In Proceedings of ESMRMB, 2009, Antalya, p. 471
- Grodzki DM, Deimling M, Heismann B, Fautz HP, Jakob P. Single Point Sequences with shortest possible TE - GOSPEL. In Proceedings of ISMRM, 2010, Stockholm, p. 2977
- Grodzki DM, Jakob PM, Heismann B. Ultra short Echo Time Imaging using Pointwise Encoding Time reduction with Radial Acquisition (PETRA). In Proceedings of ISMRM, 2011, Montreal, p. 2815
- Grodzki DM, Jakob PM, Heismann B. Correcting slice selectivity in hard pulse sequences. In Proceedings of ISMRM, 2012, Melbourne, p. 2479
- Hopfgartner AJ, Grodzki DM, Boldt J, Rottner, K, Richter EJ, Jakob PM. Dental Imaging with PETRA. In Proceedings of ISMRM, 2012, Melbourne, p. 2311

## Vorträge

- Grodzki DM, Heismann B. Magnetresonanztomographie heute. Industrietag der DPG-Tagung 2010, Regensburg

David Manuel Grodzki

Partenkirchnerstr.12  
81377 München

Email: david.grodzki@gmail.com

## CURRICULUM VITAE

### Zur Person

07/1984 David Manuel Grodzki  
geboren in Hannover  
Staatsangehörigkeit: deutsch

### Schulausbildung

08/1990 – 07/1994 Besuch der Grundschule Bonner Straße  
08/1994 – 07/1996 Besuch der Ludwig Windthorst Orientierungsstufe  
08/1996 – 06/2003 Besuch der St. Ursula Schule Hannover, Gymnasium,  
Abitur (Note : 1.8)

### Zivildienst

07/2003 – 07/2004 Anderer Dienst im Ausland in der deutschen katholischen  
Gemeinde Sydney, Australien

### Studium

10/2004 – 04/2009 Studium der Physik (Diplom) an der LMU München mit  
der Abschlussnote 1.2 „sehr gut“  
05/2008 – 04/2009 Diplomarbeit „Messung und Simulation von molekularen  
Sonden mittels Kernspintomographie“ bei Siemens  
Healthcare, Erlangen  
Seit 05/2009 Doktorarbeit „Neue Methoden in der  
Kernspintomographie“ bei Siemens Healthcare, Erlangen,  
betreut durch Prof. Peter Jakob, Universität Würzburg

	Arbeitserfahrung und Praktika
Praktika	Max-Planck-Institut für biophysikalische Chemie, Göttingen, im Bereich NanoBiophotonics bei Prof. Stefan Hell (2004 und 2005)
	Imperial College London im Bereich Photonics bei Dr. Mark Neil (2006)
	Patentanwalt Samson&Partner, München (2007)
Werksstudent	Lehrstuhl für Biophysik der LMU München, Prof. Joachim Rädler (2007)
	Stipendium
Seit 01/2010	Stipendiat im Ernst-von-Siemens-Promotionsstipendium
	Sonstiges
Sprachen	Deutsch muttersprachlich
Fremdsprachen	Englisch fließend in Wort und Schrift Französisch Grundkenntnisse

## Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die geduldige und zuverlässige Unterstützung vieler Personen nicht möglich gewesen.

Besonderer Dank gilt meinen Betreuern **Prof. Dr. Peter Jakob** an der Uni Würzburg und **PD Dr. Björn Heismann** bei der Siemens AG, von denen neben der fachlichen Betreuung immer ein großer Rückhalt und Rückendeckung ausging.

Für viele hilfreiche und fruchtbare Diskussionen bedanke ich mich bei Dr. Michael Deimling und Dr. Sebastian Schmidt.

Großen Einfluss durch Diskussion und Motivation gingen auch von Dr. Vladimir Jellus und Dr. Robert Krieg aus - vielen Dank. Bedanken möchte ich mich auch bei der Siemens AG für die Finanzierung und Unterstützung dieser Doktorarbeit. Einen speziellen Dank richte ich an meine Mit-Doktoranden Frau Dr. Antje Kickhefel und Jan Ole Blumhagen für viele nette gemeinsame Mittagessen und Diskussionen.

Bei Mathias Blasche bedanke ich mich für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Für große Hilfe bei der ICE-Programmierung danke ich Gerald Mattauch. Dr. Dominik Paul danke ich für Hilfe beim Sequenzprogrammieren und für das Korrekturlesen dieser Arbeit.

Dem (ehemaligen) Business-Development Team mit Dr. Arne Hengerer, PD Dr. Wolfgang Nitz und Mark Engelfried möchte ich für die nette Aufnahme und tolle Arbeitsatmosphäre danken.

Bei Prof. Dr. Dieter Meschede und Prof. Dr. Dr. Stefan Hell möchte ich mich für die frühe Begeisterung, Sensibilisierung und Förderung meines Interesses an der Physik bedanken.

Persönlich möchte ich mich bei meinen Eltern für die unbedingte Fürsorge und Unterstützung danken, ohne die dieser Weg nicht möglich gewesen werde. Genauso meiner Familie in Hannover, Lippstadt, London, Oedelum aber auch München möchte ich für die ständige mentale Unterstützung danken.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Verlobten Julie, die mir in allen Lagen immer unterstützend und aufmunternd zur Seite steht und ein großer Rückhalt ist...

# **Eidesstattliche Versicherung**

gemäß §5, Abs. 2, Ziff. 2, 3 und 4  
der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und Astronomie der  
Julius-Maximilians-Universität Würzburg

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich, David Manuel Grodzki, geboren am 07.07.1984 in Hannover, die Dissertation eigenständig, d.h. insbesondere selbstständig und ohne Hilfe einer kommerziellen Promotionsberatung angefertigt habe. Ich habe keine anderen Hilfsmittel und Quellen als die in der Arbeit angegebenen benutzt. Alle Ausführungen, die wörtlich oder sinngemäß übernommen wurden, sind als solche gekennzeichnet. Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt. Ich versichere an Eides statt, dass ich die Gelegenheit zum Promotionsvorhaben nicht kommerziell vermittelt bekommen habe und insbesondere nicht eine Person oder Organisation eingeschaltet habe, die gegen Entgelt Betreuer bzw. Betreuerinnen für die Anfertigung von Dissertationen sucht. Ich erkläre, dass die Regeln der Universität Würzburg über gute wissenschaftliche Praxis eingehalten wurden.

Am 27.03.2009 wurde mir von der Ludwig – Maximilians – Universität München der akademische Grad "Diplom-Physiker (Univ.)" verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben, noch versucht zu erwerben.

Mir wurde kein akademischer Grad entzogen. Es wurde kein strafrechtliches Ermittlungsverfahren oder ein Disziplinarverfahren gegen mich eingeleitet.

Würzburg, 11.12.2011

David Manuel Grodzki