Weiterentwicklung der schnellen Magnetresonanz-Tomografie mit stimulierten Echos

Diplomarbeit

zur Erlangung des Diploms

der Mathematisch-Physikalischen Fakultät

der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

Alexander Karaus

aus Tübingen

Göttingen,

März 2007

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig angefertigt habe. Es wurden nur die in der Arbeit ausdrücklich benannten Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Göttingen, den 21. März 2007

Referent: Dr. W.-I. Jung

Koreferent: Prof. Dr. J. Frahm

Danksagung

Für die ausgezeichnete Betreuung, die große fachliche und technische Unterstützung, die guten Ratschläge und die exzellente Arbeitsatmosphäre, die diese Arbeit möglich gemacht haben, möchte ich mich bei folgenden Personen bedanken:

Prof. Dr. Jens Frahm, Dr. Wulf-I. Jung, Prof. Dr. Nils Schopohl, Dr. Dirk Voit, Dr. Klaus-Dietmar Merboldt, Martin Uecker, Tobias Block, Dr. Matthias Küntzel, Kurt Böhm, Sylke Wallbrecht, Lutz Präkelt und meinen zahlreichen Probanden, die ich leider nicht namentlich nennen darf.

Vor allem aber danke ich meiner wundervollen Freundin und meiner Familie, die mich immer liebevoll unterstützt haben.

Die vorliegende Arbeit entstand in der Zeit von Februar 2006 bis März 2007 in der „Biomedizinischen NMR Forschungs GmbH“ am Max-Planck-Institut für biophysikalische Chemie in Göttingen, deren Leiter Prof. Dr. Jens Frahm ist.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis **vi**

1 Einleitung **1**

2 Grundlagen der MRT **3**

2.1 Kernmagnetisierung und Hochfrequenzanregung 3

2.2 Relaxationsprozesse 7

2.3 Gradientenfelder 9

2.4 Schichtselektive Anregung 10

2.5 Ortsabhängige Frequenz- und Phasenkodierung 11

2.6 Signalfamilien 13

2.6.1 Freier Induktionsabfall 13

2.6.2 Gradientenecho 15

2.6.3 Spinecho 16

2.6.4 Stimuliertes Echo 17

3 *turboSTEAM*-Sequenz **20**

3.1 Sequenzaufbau 20

3.1.1 *STEAM* 20

3.1.2 *turboSTEAM* 22

3.2 Fettsättigung 25

4 Simulation des *turboSTEAM*-Schichtprofils 26

4.1 Randbedingungen . . . 27

4.2 Pulse . . . 27

4.3 Gradienten . . . 33

4.4 Relaxation . . . 35

4.5 Optimierung des Einzel-Schichtprofils . . . 36

4.5.1 Einzelpuls - Simulation . . . 36

4.5.2 *STEAM*-Puls-Simulation . . . 37

4.5.3 *turboSTEAM*-Puls-Simulation . . . 40

4.5.4 Verkürzte Pulse . . . 41

4.5.5 Verkürzte und verbreiterte Pulse . . . 42

4.6 Zusammenfassung der Simulation . . . 45

5 Experimentelle Optimierung der *turboSTEAM*-Sequenz 46

5.1 Schichtprofil . . . 46

5.1.1 Einzel-Schicht-Aufnahmen . . . 47

5.1.2 Mehr-Schicht-Aufnahmen . . . 48

5.2 *Partial-Fourier*-Phasenkodierung . . . 51

5.3 Zentrische Phasenkodierung . . . 52

5.4 Variabler Kippwinkel . . . 55

6 Bildrekonstruktion 60

7 Ergebnisse am Menschen 63

7.1 *turboSTEAM* am Gehirn . . . 63

7.2 *turboSTEAM* am Herzen . . . 67

8 Zusammenfassung und Ausblick 72

Literaturverzeichnis 74

Abkürzungsverzeichnis

α	Kippwinkel der Hochfrequenzanregung
BW	Empfängerbandbreite bei der Datenaufnahme (bandwidth)
BWTP	Bandbreitenzeitprodukt (bandwidth time product)
CSF	cerebrospinale Flüssigkeit
EKG	Elektrokardiogramm
EPI	schnelle Einzelschuss-Gradientenecho-Bildgebung (echo planar imaging)
FID	freier Induktionsabfall (free induction decay)
FLASH	schnelle Gradientenecho-Bildgebung mit kleinen Kippwinkeln (fast low-angle shot)
FOV	Messfeld (field of view)
FT	Fouriertransformation
GE	Gradientenecho
HF	Hochfrequenz
MR	Magnetresonanz
MRT	Magnetresonanz-Tomografie
NMR	Nuklearmagnetische Resonanz
POCS	iterativer Bildrekonstruktionsalgorithmus (projection onto convex subsets)
PSF	Punkttransferfunktion (point spread function)
RF	Radiofrequenz

ROI	Zielregion (region of interest)
SINC	$\mathrm{sinc}(x) = \frac{\sin x}{x}$
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (signal to noise ratio)
STEAM	stimulierte Echobildgebung (stimulated echo acquisition mode)
TA	Datenakquisitionszeit, Aufnahmezeit für eine komplette Schicht
T_1	Spin-Gitter-Relaxationszeit
T_2	Spin-Spin-Relaxationszeit
$T_2^\star$	effektive Spin-Spin-Relaxationszeit
TE	Echozeit
TR	Repetitionszeit

1 Einleitung

Die Magnetresonanz-Tomografie (MRT) besitzt heute große medizinische Bedeutung und ist aus der bildgebenden Diagnostik nicht mehr wegzudenken. Dies ergibt sich einerseits aus den exzellenten Weichteilkontrasten und der hohen pathologischen Empfindlichkeit, andererseits aus der Minimierung möglicher Gesundheitsrisiken im Vergleich zu Verfahren mit ionisierenden Strahlen.

Eine besondere Bedeutung besitzen Messtechniken, die für eine schnelle Datenaufnahme geeignet sind und Messzeiten unter einer Sekunde ermöglichen. Die hauptsächliche Anwendung derartiger Verfahren ist die Möglichkeit, MRT-Bilder pulsierender Organe oder spezifischer Kontraste artefaktfrei aufzunehmen. Dies gilt offensichtlich für Aufnahmen des schlagenden Herzens, spielt aber auch bei der diffusionsgewichteten MRT des Gehirns eine entscheidende Rolle. Grund ist die Tatsache, dass auch geringe Hirnbewegungen durch die diffusionskodierenden Gradienten zu erheblichen Phasenveränderungen des MRT-Signals führen können, die von der MRT-Bildrekonstruktion als Ortsinformation fehlinterpretiert werden.

Um entsprechend schnelle Messungen zu realisieren, wurde seit etwa Mitte der 90-er Jahre die Echoplanar-Tomografie (EPI) herangezogen. Sie wurde bereits in den späten 70-er Jahren von Sir Peter Mansfield entwickelt, konnte sich jedoch aufgrund der an-

spruchsvollen Gradientenschaltungen nicht durchsetzen und keine ausreichende Bildqualität erreichen. Erst aufgrund erheblicher gerätetechnischer Verbesserungen und im Zusammenhang mit der Einführung der funktionellen MRT des Gehirns gelang der EPI-Technik vor etwa 15 Jahren ein Durchbruch. Anschliessend wurde die Sequenz auch für die diffusionsgewichtete MRT genutzt.

Die EPI-Sequenz ist ein Verfahren, das multiple Gradientenechosignale aufnimmt und sich daher durch eine besonders hohe (und unvermeidbare) T_2^*-Empfindlichkeit auszeichnet. Während diese Eigenschaft für die funktionelle MRT unbedingt benötigt wird (als Empfindlichkeit gegenüber Veränderungen der Hämoglobin-Konzentration), ist sie unter allen übrigen Bedingungen höchst unerwünscht. Das hängt damit zusammen, dass T_2^*-Empfindlichkeiten unter *in vivo*-Bedingungen zu Signalverlusten und geometrischen Verzerrungen führen können. Diese Bildfehler treten immer dann auf, wenn Gewebe mit unterschiedlicher magnetischer Suszeptibilität aufeinandertreffen, z.B. Hirngewebe und Luft im Nasen-Rachen-Raum. Ein weiterer Nachteil für EPI ist die Verwendung immer höherer Magnetfeldstärken für die MRT, da die angesprochenen Probleme mit der Feldstärke wachsen.

Ein alternatives Hochgeschwindigkeitsverfahren zu EPI ist die schnelle *STEAM*- (oder *turboSTEAM*-) Sequenz. Sie verwendet stimulierte Echos statt Gradientenechos und ist damit im Gegensatz zu EPI völlig frei von unerwünschten T_2^*-Empfindlichkeiten. Obwohl seit den ersten Beschreibungen schon 20 Jahre vergangen sind, eröffnet die mittlerweile verbesserte Gerätetechnik der MRT-Systeme - ähnlich wie bei EPI - neue Möglichkeiten und Herausforderungen. Im Gegensatz zu EPI profitiert die *turboSTEAM*-Sequenz von höheren Feldstärken sowohl durch die erhöhte Spin-Polarisation als auch die vergrösserten T_1-Relaxationszeiten, ohne dass sich der Einfluss verkürzter T_2^*-Relaxationszeiten bemerkbar machen könnte.

Die Aufgabenstellung dieser Arbeit bestand in der Neuentwicklung und Implementierung einer *turboSTEAM*-Sequenz für die Anwendung am Menschen (Herz, Gehirn) mit Hilfe eines modernen Hochfeld MRT-Systems bei einer Feldstärke von 3 Tesla. Das Ergebnis soll als Ausgangspunkt und Grundlage einer Reihe von geplanten Erweiterungen dienen, die von nicht-kartesischen Kodierungen über parallele Bildgebungsvarianten bis zur Diffusionstensor-MRT reichen.

2

Grundlagen der MRT

Im Folgenden geht es zunächst um die Erzeugung eines NMR-Signals und die in diesem Zusammenhang wichtigen Begriffe wie Kernmagnetisierung und Relaxation. Darüber hinaus wird eine klassische Beschreibung der Magnetisierung gegeben, die aufgrund der Größe der betrachteten Spinsysteme sinnvoll ist und zudem die Anschauung erleichtert. Weitergehende Betrachtungen hierzu finden sich z.B. in Schatz et al. [1] oder besonders gut für den Einstieg in Siemens [2]. Für eine ausführliche Darstellung sei auf die einführende Literatur von Liang et al. [3], Elster [4] und Stark et al. [5] verwiesen.

2.1 Kernmagnetisierung und Hochfrequenzanregung

Die magnetischen Eigenschaften der Atomkerne bilden die Grundlage der magnetischen Kernresonanz. Eine Reihe von Atomkernen, darunter auch das Proton, besitzen einen Eigendrehimpuls, der oft als Kernspin bezeichnet wird. Der Kernspin $\vec{P}_I$ ist quantisiert und wird durch die Kernspin-Quantenzahl I beschrieben, welche halb- oder ganzzahlig

sein kann. Gekoppelt mit der Existenz des Kernspins ist ein magnetisches Kernmoment $\vec{\mu}$. Kernmoment und Kernspin sind durch das gyromagnetische Verhältnis γ miteinander verknüpft:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{P}_I = \gamma \hbar \vec{I}, \tag{2.1}$$

wobei $\hbar = h/2\pi$, und h das Planck'sche Wirkungsquantum ist. Das gyromagnetische Verhältnis γ ist für jede Kernart eine charakterisierende Konstante. Im weiteren soll der Fall der Protonen ($I = \frac{1}{2}, \gamma_H = 42.5776\,\frac{MHz}{T}$) betrachtet werden.

Bringt man Protonen in ein äußeres Magnetfeld, so ergeben sich, wie für alle $I = \frac{1}{2}$-Kerne, genau zwei Eigenzustände. Diese werden durch die Magnetquantenzahl $m_l = +\frac{1}{2}$ und $m_l = -\frac{1}{2}$ charakterisiert. Sie entsprechen in einem statischen, homogenen Magnetfeld B_0 einer parallelen oder antiparallelen Orientierung der magnetischen Kernmomentkomponente zum statischen Magnetfeld. Für den Vektor μ_z tritt eine Richtungsquantelung ein.

Entsprechend der klassischen Modellvorstellung der Kernphysik präzedieren die Protonen mit der Lamorfrequenz $\omega_L = \nu_0$ um die Richtung von B_0 (Abb. 2.1).

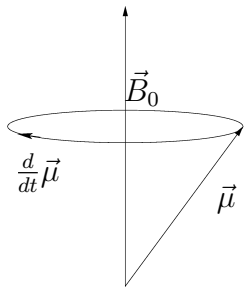

Abbildung 2.1: *Präzession der Spins um $\vec{B}_0$*

Aufgrund der geringen Energiedifferenz zwischen den beiden Eigenzuständen herrscht im thermischen Gleichgewicht nur ein geringer Überschuss an Kernen im unteren Niveau. Bei Raumtemperatur und einer Magnetfeldstärke von 3 T(esla) beträgt der Besetzungsüberschuss nur etwa 0.002 %, der sich über die Boltzmannverteilung berechnen lässt:

$$\frac{N_\alpha}{N_\beta} = exp\left(-\frac{\gamma \hbar B_0}{kT}\right) \tag{2.2}$$

mit

N_α : Besetzungszahl des höheren Zustandes

N_β : Besetzungszahl des niedrigeren Zustandes

γ_H : gyromagnetisches Verhältnis $= 42.5776\,MHz/T$

$\hbar$: Planck'sches Wirkungsquantum $= 6.626 \cdot 10^{-34}\,Js$

B_0 : statisches Magnetfeld $= 3\,T$

k : Boltzmann Konstante $= 1.38 \cdot 10^{-23}\,J/K$

T : Temperatur $= 293\,K$

Den Besetzungsüberschuss des unteren Niveaus R erhält man aus:

$$R = 1 - \frac{N_\alpha}{N_\beta} \tag{2.3}$$

Eingesetzt in (2.2):

$$R = 1 - exp\left(-\frac{42.5776 \cdot 6.626 \cdot 10^{-34} \cdot 3}{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 293}\right) \tag{2.4}$$

$$= 0.00002 \tag{2.5}$$

Aufgrund der Richtungsquantelung der magnetischen Spinmomente und des Besetzungsüberschusses besitzt eine geeignete Probe in einem statischen Magnetfeld B_0 ein resultierendes magnetisches Moment M_0. Diese makroskopische Magnetisierung beschreibt eine Gleichgewichtslage und ist in Richtung B_0 (z-Achse) orientiert.

Während eines NMR-Experiments bringt man eine Probe zunächst in ein statisches Magnetfeld $\vec{B}_0$ ein, woraufhin sich der im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Gleichgewichtszustand einstellt. Anschließend wird dieser Gleichgewichtszustand durch ein senkrecht auf $\vec{B}_0$ stehendes, hochfrequentes magnetisches Wechselfeld $\vec{B}_1$ gestört und der Zeitverlauf der daraus resultierenden Quermagnetisierung der Probe gemessen.

Die Energiedifferenz zwischen den beiden Niveaus, den sogenannten *Zeeman-Niveaus* (Abb.2.2), beträgt:

$$\Delta E = \gamma \hbar B_0. \tag{2.6}$$

Um einen Übergang in den energetisch höheren, antiparallelen Zustand zu ermöglichen, benötigt das System nach der Bohr'schen Frequenzbedingung ein Energiequant vom Betrag

$$h\nu_0 = \Delta E = \gamma \hbar B_0 \tag{2.7}$$

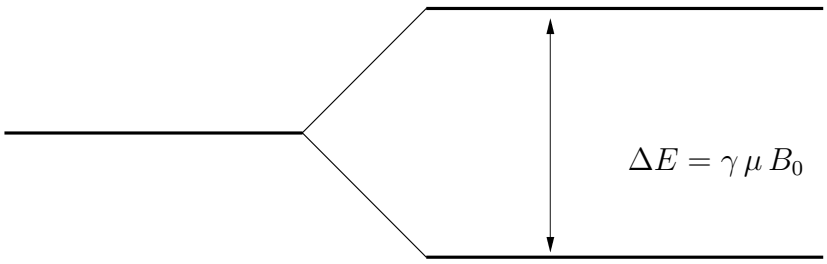

Abbildung 2.2: *Energieaufspaltung des Zeemaneffektes*

oder Strahlung der Frequenz

$$\nu_0 = \frac{\gamma}{2\pi} B_0. \tag{2.8}$$

Dazu äquivalent ist die Darstellung (NMR-Resonanzbedingung):

$$\omega_0 = \gamma B_0. \tag{2.9}$$

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Magnetfeld von $2.9\,T$ ergibt sich eine Resonanzfrequenz von

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \gamma_H \cdot B_0 && (2.10)\\ &= 42.5775\,\frac{MHz}{T} \cdot 2.9\,T && (2.11)\\ &= 123.47\,MHz. && (2.12) \end{aligned}$$

Die üblicherweise in der Magnetresonanz-Tomografie verwendeten Anregungspulse sind von der Form eines zirkular polarisierten, hochfrequenten Magnetfeldes $\vec{B}_1(t)$, das für einige Millisekunden in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld $\vec{B}_0$ eingestrahlt wird und genau die Resonanzfrequenz ω_0 als Trägerfrequenz besitzt.

Die Wirkung eines Magnetfeldes $\vec{B}$ auf die Gesamtmagnetisierung $\vec{M}_0$ wird gemäß der klassischen Elektrodynamik durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\frac{d\vec{M}_0}{dt} = \gamma \vec{M}_0 \times \vec{B} \tag{2.13}$$

$\vec{M}_0$: Gesamtmagnetisierung

$\vec{B}$: wirkendes Magnetfeld $\quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1$

Da sowohl die magnetischen Momente als auch der Magnetfeldvektor des $\vec{B}_1$-Feldes mit der Lamorfrequenz um die z-Achse rotieren, empfiehlt es sich, die Gleichung (2.13)

in ein mit der Lamorfrequenz um die z-Achse rotierendes Koordinatensystem *KS'* zu überführen. Die Präzessionsbewegung der Spins um $\vec{B}_0$ wird dadurch kompensiert, und das Hochfrequenzfeld $\vec{B}_1$ besitzt in diesem System nur noch eine Komponente $B_1(t)$ in x'-Richtung. Es gilt:

$$\frac{d\vec{M}_0^{'}}{dt} = \gamma \vec{M}_0^{'} \times B_1 \vec{e}_{x'} \tag{2.14}$$

$\vec{M}_0^{'}$: Gesamtmagnetisierung im rotierenden Koordinatensystem *KS'*

$\vec{B}_1$: x'-Komponente des Hochfrequenzfeldes im *KS'*

$\vec{e}_{x'}$: Einheitsvektor im *KS'*

Demnach präzidiert die Magnetisierung um die x'-Achse mit der Frequenz nach Gleichung (2.9) $\omega_1 = -\gamma B_1$. Schaltet man das Hochfrequenzfeld nach der Zeit τ ab, so ist die Magnetisierung um einen Winkel $\alpha = \gamma B_1 \tau$ aus der longitudinalen Richtung gekippt worden. Allgemein gilt für einen amplitudenmodulierten Puls $B_1(t)$

$$\alpha = \gamma \int_0^{\tau} B_1(t)\ dt \tag{2.15}$$

α : Kippwinkel

$B_1(t)$: Anregungsmagnetfeld

Die in der Magnetresonanz-Tomografie gebräuchliche Terminologie bezeichnet den Winkel α als Kippwinkel und den entsprechenden Puls als α-Puls.

Die entstandene transversale Magnetisierung bleibt nach dem Puls im rotierenden Koordinatensystem konstant. Im Laborsystem rotiert sie jedoch mit der Lamorfrequenz ω_L um die Richtung des statischen Magnetfeldes $\vec{B}_0$. Dieses hochfrequente magnetische Wechselfeld kann induktiv mit einer geeignet orientierten Spule gemessen werden und stellt das eigentliche Signal der Magnet-Resonanz-Tomografie dar.

2.2 Relaxationsprozesse

Nach der Anregung durch das Hochfrequenzfeld kehren die Kernspins durch Relaxationsprozesse wieder in den Gleichgewichtszustand zurück. Bloch et al. [6] hat die

Gleichung (2.13) um zwei phänomenologische Terme erweitert, die diese Relaxationsprozesse berücksichtigen. Die Bewegungsgleichung gewinnt damit die Form:

$$\frac{d\vec{M}_0}{dt} = \gamma\vec{M}_0 \times \vec{B} - \frac{M_z - M_0}{T_1}\vec{e}_z - \frac{\vec{M}_{xy}}{T_2} \tag{2.16}$$

$\vec{M}_{xy}$: transversale Komponente von $\vec{M}_0$

T_1 : longitudinale Relaxationszeit

T_2 : transversale Relaxationszeit

Die Zeitkonstante T_1 beschreibt die Rückkehr der longitudinalen Magnetisierung. Sie berücksichtigt Effekte, bei denen Energie vom Spinsystem an die Umgebung abgegeben wird. Ursächlich hierfür ist die BROWNSCHE Molekularbewegung. Aufgrund der Bewegung der Teilchen erfährt ein herausgegriffener Atomkern ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld. Besitzt dieses magnetisches Rauschen eine Frequenzkomponente bei der Lamorfrequenz ω_L, kann dies durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu stimulierter Emission und damit zum Energieübertrag an die Umgebung führen, bis sich das Gleichgewicht wieder eingestellt hat.

Die Zeitkonstante T_2 charakterisiert den Zerfall der Transversalmagnetisierung. Der Zerfall rührt daher, dass (intrinsische) Magnetfeldvariationen durch benachbarte Atomkerne zu leicht unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen führen. Es kommt zum Verlust der Phasenkohärenz, so dass sich die transversale Magnetisierung im Gleichgewichtszustand zu Null mittelt.

Da durch die longitudinale Relaxation ebenfalls transversale Magnetisierung verloren geht, ist die Relaxation T_2 stets kleiner als T_1. Im menschlichen Hirngewebe unter *in vivo* Bedingungen liegt T_1 bei einer Stärke von $2-3\,T$ in der Größenordnung von $800-1000\,ms$, T_2 im Bereich von $50-100\,ms$.

Die Relaxationszeit T_2 beschreibt den Abfall des Signals jedoch nur im Idealfall eines vollständig homogenen Magnetfeldes. In der Praxis sind die Inhomogenitäten des statischen Magnetfeldes häufig größer als die durch benachbarte Atomkerne hervorgerufenen lokalen Inhomogenitäten. Besonders an Luft-Gewebe-Grenzen kommt es zu unvermeidbaren Magnetfeldgradienten. Diese führen zu Frequenzverschiebungen, den sogenannten *off-resonance*-Effekten, die einen Verlust des Phasenbezuges innerhalb eines Bildelements zur Folge haben. Zusätzlich zur T_2-Relaxation kommt es so zu einer scheinbar verkürzten transversalen Relaxation, die durch die Zeitkonstante T_2^* charakterisiert wird. In einem Magnetfeld der Stärke von $3\,T$ liegt der Wert zwischen $30-40\,ms$.

Die durch einen hochfrequenten α-Puls erzeugte transversale Magnetisierung präzediert im ortsfesten Laborsystem gemäß der BLOCH-Gleichung mit der Lamorfrequenz und induziert daher in einer Empfängerspule eine Wechselspannung der gleichen Frequenz. Dieses Signal, das auch als FID (free induction decay) bezeichnet wird, klingt mit der Relaxationszeit T_2^* exponentiell ab.

2.3 Gradientenfelder

Neben den Radiofrequenzpulsen werden in der Magnetresonanz-Tomografie noch sogenannte Gradientenfelder verwendet, um das zu untersuchende Spinsystem zu manipulieren. Unter einem Gradientenfeld versteht man ein ortsabhängiges Magnetfeld $\vec{B}(\vec{r})$ der Form

$$\vec{B}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \vec{G}\vec{r} \end{pmatrix}, \tag{2.17}$$

wobei die maximale Gradientenfeldstärke $|\vec{G}|$ abhängig vom verwendeten Magnetresonanzsystem einige mT/m bis zu mehreren T/m betragen kann. Ein Gradientenfeld bewirkt eine ortsabhängige Verschiebung der Resonanzfrequenz gemäß

$$\Delta\omega(\vec{r}) = \gamma\ \vec{G}\ \vec{r}, \tag{2.18}$$

die unter anderem zur räumlichen Zuordnung der MR-Signale verwendet werden kann. Die in dieser Arbeit verwendeten Gradienten besitzen eine maximale Amplitude von $27\,\frac{mT}{m}$ in drei orthogonalen Richtungen (x, y, z) und können mit einer Geschwindigkeit von $40\,\frac{mT}{m \cdot ms}$ geschaltet werden. Mittels Linearkombination können Gradientenfelder beliebiger Orientierung erzeugt werden.

Je nachdem, ob diese Gradienten während der Hochfrequenzanregung, während der Aufnahme des Resonanzsignals oder zwischen Anregung und Datenaufnahme eingeschaltet sind, unterscheidet man entsprechend zwischen selektiver Schichtanregung, Frequenzkodierung und Phasenkodierung. Sinnvollerweise wird jeweils ein Ortskodierungsverfahren für eine Raumrichtung des gewünschten Schichtbildes (Schichtdicke, Breite und Höhe des Messfeldes) verwendet.

2.4 Schichtselektive Anregung

In der MRT will man im allgemeinen nur ein begrenztes Volumen oder eine dünne Schicht der Probe abbilden. Dazu ist es erforderlich, die Anregung ausschließlich auf Kerne in dem gewünschten Bereich zu beschränken. Hierbei bedient man sich eines Magnetfeldgradienten G_s senkrecht zur gewünschten Schichtebene. Grundsätzlich können beliebig im Raumachsensystem orientierte Schichten durch Linearkombination orthogonaler Gradienten angeregt werden.

Das Schalten eines Magnetfeldgradienten G_s bewirkt eine in Richtung des Gradienten ansteigende Resonanzfrequenz der Kernmomente. Die Resonanzbedingung (Gleichung (2.18)) ist für diesen Fall zu erweitern:

$$\omega_0(x) = \gamma B_0 + x\gamma G_s \tag{2.19}$$

Die Einstrahlung eines HF-Pulses mit einer Bandbreite $\Delta\omega$ beschränkt demzufolge die Anregung auf Kernspins, die mit einer Lamorfrequenz nach Gleichung (2.19) innerhalb des Frequenzbereiches des HF-Pulses präzedieren. In der Probe wird somit eine Schicht senkrecht zum Schichtgradienten angeregt, deren Dicke sich durch

$$\Delta x = \frac{\Delta\omega}{\gamma G_s} \tag{2.20}$$

berechnet.

Pulsform und Anregungspuls sind in guter Näherung über die Fouriertransformation miteinander verknüpft. Um ein möglichst rechteckförmiges Schichtprofil, also eine homogene Verteilung der transversalen Magnetisierung über die gesamte Schichtdicke, zu erhalten, wird die Amplitude des Anregungspulses mit einer *SINC*-Funktion moduliert.

Außerdem wird normalerweise nach der Anregung ein weiterer Gradient geschaltet, um die unterschiedlichen Phasenentwicklungen verschiedener Resonanzfrequenzen zu kompensieren. Dieser Rephasierungsgradient ist dem ursprünglichen Schichtselektionsgradienten genau entgegengerichtet und besitzt in erster Näherung dessen halbes Moment (Abb. 2.3).

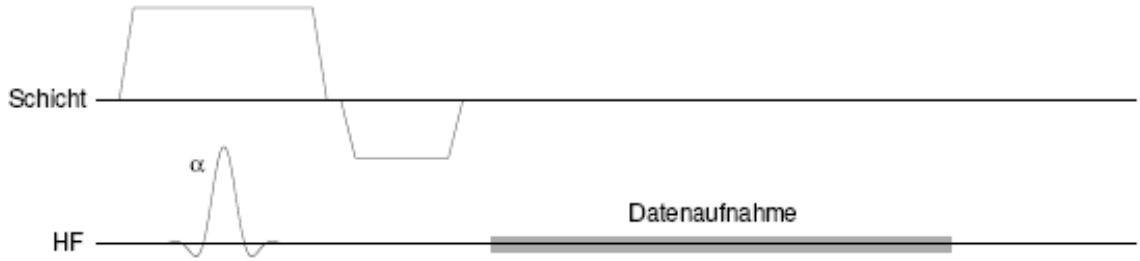

Abbildung 2.3: *Pulsdiagramm zur Schichtselektion. Schichtselektionsgradient und Anregungspuls werden zeitgleich geschaltet. Der Rephasierer wird anschließend zur Kompensierung unterschiedlicher Phasenentwicklungen ausgeführt.*

2.5 Ortsabhängige Frequenz- und Phasenkodierung

Für die Erzeugung eines MR-Bildes muss nach der Schichtselektion eine Kodierung der Spins in den zwei verbleibenden, zueinander orthogonalen Dimensionen innerhalb der angeregten Schicht durchgeführt werden. In der ersten Dimension erfolgt die Kodierung der Kernspins durch den Frequenzkodiergradienten G_f. In der zweiten Dimension wird ein Phasenkodiergradient G_p eingesetzt. Während die Schichtselektion die Erzeugung der Transversalmagnetisierung räumlich beschränkt, beruhen Frequenz- und Phasenkodierung auf einer Modulation der angeregten transversalen Magnetisierung. 1973 entwickelte Lauterbur ein Verfahren zur Erzeugung ortskodierter Resonanzsignale [7], für das er im Jahr 2003 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde.

Bei der Frequenzkodierung wird ein konstantes Gradientenfeld während der Datenaufnahme geschaltet. Damit wird die Präzessionsfrequenz der angeregten Spins in einer Dimension variiert. Die Verteilung der Magnetisierung entlang des Gradienten lässt sich somit über die Fouriertransformation des gemessenen Zeitsignals bestimmen, das aus den ortsabhängigen Frequenzkomponenten zusammengesetzt ist.

Um ein Signal auch in der verbleibenden Dimension lokalisieren zu können, wird nun noch ein zur Frequenzkodierrichtung orthogonaler Gradient zwischen Anregung und Datenaufnahme geschaltet, der sogenannte Phasenkodiergradient. Nach dem Abschalten des Phasenkodiergradienten besitzen die Spins entlang dieses Gradienten unterschied-

liche Phasenlagen. Wird die Signalakquisition mit unterschiedlich starken Phasenkodiergradienten oft genug wiederholt, lässt sich ein Signal eindeutig in der Phasenkodierrichtung lokalisieren (s. Abb. 2.4).

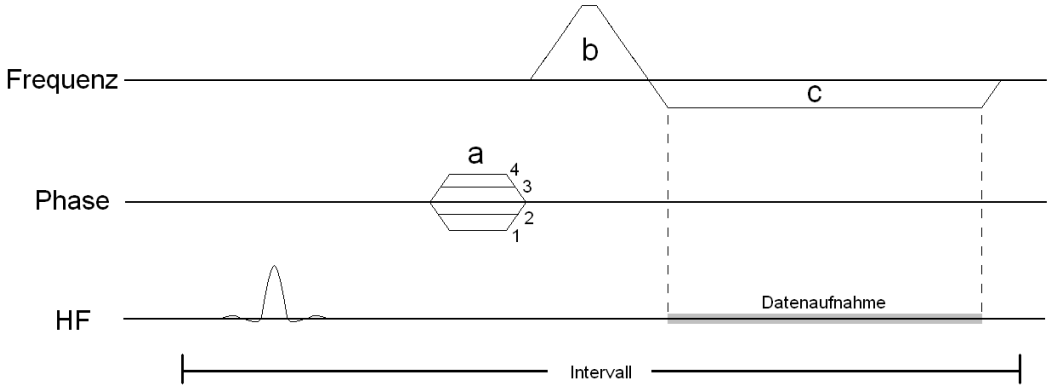

Abbildung 2.4: *Phasen- und Frequenzkodierung. Nach der HF-Anregung wird mit einem Phasenkodiergradient (a) eine bestimmte Linie im k-Raum ausgewählt. Die Frequenzkodierer werden in zwei Gradienten unterteilt: (b) ist ein Vordephasierungsgradient, der die Phasenlage der Transversalmagnetisierung auf den Anfang der Linie im k-Raum setzt, und (c) ist der Frequenzkodiergradient, auch Auslesegradient genannt, der während der kompletten Linienaufnahme geschaltet wird. (1-4) zeigt die verschiedenen Amplituden der Phasenkodierer, die bei jeder Wiederholung des Intervalls die entsprechende Zeilenlinie dem k-Raum auferlegen.*

Formal werden die Frequenz- und Phasenkodierung zusammen im sogenannten 2-dimensionalen k-Raum beschrieben. Man legt dabei zugrunde, dass ein nach der Anregung geschaltetes Gradientenfeld $\vec{G}(t)$ nach Gleichung (2.18) der Transversalmagnetisierung eine ortsabhängige Phasenlage

$$\varphi(\vec{r},t) = \varphi_0 + \gamma \int_0^t \vec{G}(\tau)\ \vec{r}\ d\tau \tag{2.21}$$

$$\varphi_0 = 0: \qquad = \underbrace{\gamma \int_0^t \vec{G}(\tau)\ d\tau}_{\vec{k}(t)}\ \vec{r} \tag{2.22}$$

$\varphi(\vec{r},t)$: Phasenlage

φ_0 : Phase zur Zeit t_0

$\vec{k}(t)$: k–Raum-Vektor

aufprägt. Die ortsabhängige Transversalmagnetisierung M_{xy} lässt sich als komplexe Zahl der Form

$$M_{xy}(\vec{r},\vec{k}) = M_{xy}(\vec{r})\, e^{i\varphi(\vec{r},t)} \tag{2.23}$$

$$= M_{xy}(\vec{r})\, e^{i\vec{k}\vec{r}} \tag{2.24}$$

darstellen.

Das zu einem bestimmten Zeitpunkt gemessene MR-Signal $S(\vec{k})$ ergibt sich aus der Integration über das angeregte Volumen:

$$S(\vec{k}) = \int M_{xy}(\vec{r},\vec{k})\, d^3r \tag{2.25}$$

$$= \int M_{xy}(\vec{r})\, e^{i\vec{k}\vec{r}}\, d^3r \tag{2.26}$$

Damit stellen das im k-Raum gemessene Signal und die ortsabhängige Transversalmagnetisierung ein Fourierpaar dar.

Da der k-Raum im Experiment nur diskret abgetastet werden kann, erhält man eine Matrix aus k-Raum-Daten, die einen minimalen Abstand Δk zueinander haben und in jeder Gradientenrichtung bis zu einem $k_{\max}$ reichen. Die Abtastung in Δk-Schritten muss dem Abtasttheorem genügen. In der MR-Bildgebung folgt daraus, dass das gesamte Messobjekt in ein Messfeld (Field Of View = FOV) der Größe

$$\mathrm{FOV} = \frac{2\pi}{\Delta k} \tag{2.27}$$

passen muss, weil sonst außerhalb des FOV's liegende Signalquellen falsch lokalisiert werden und in das eigentliche FOV einfalten. Leider gestalten sich sowohl die Messung von Punkttransferfunktionen als auch die experimentelle Bestimmung der absoluten Auflösung in der MRT als schwierig [8], so dass in der Regel in der Literatur die durch Gleichung (2.27) gegebene Größe der Bildelemente als Auflösung angegeben wird.

2.6 Signalfamilien

Abhängig von der Art ihrer Entstehung werden in der MR-Tomografie drei verschiedene Arten von Signalen unterschieden, die im folgenden vorgestellt werden sollen.

2.6.1 Freier Induktionsabfall

Der freie Induktionsabfall (FID = free induction decay) ist das einfachste MR-Signal. Durch einen HF-Puls wird die Magnetisierung aus ihrer Gleichgewichtslage ausgelenkt

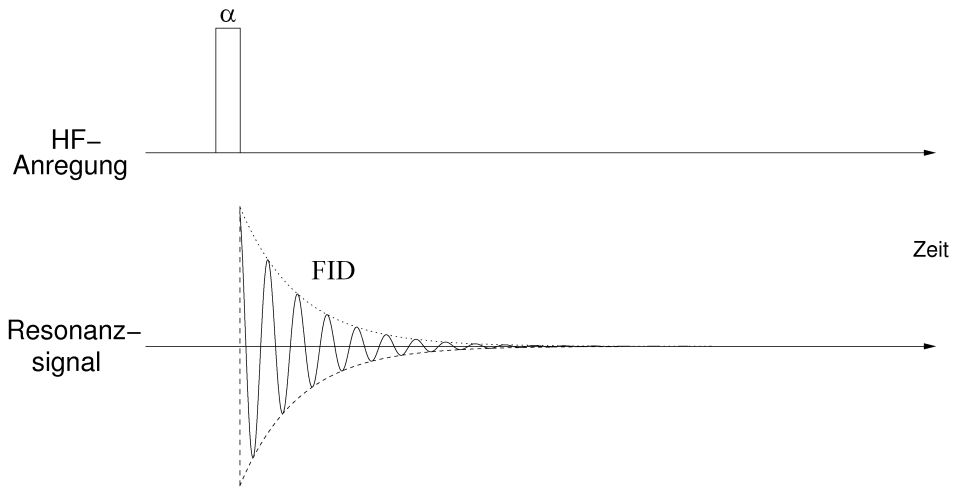

Abbildung 2.5: *Anregung und Resonanzsignal. Bei jeder Hochfrequenzanregung entsteht ein FID-Signal, das mit T_2 abklingt.*

und führt anschließend eine Präzessionsbewegung aus (Abb. 2.5). Für ein völlig homogenes Magnetfeld B_0 sollte die Signalamplitude exponentiell mit der Zeitkonstanten T_2 abfallen. Durch die unvermeidlichen Inhomogenitäten des äußeren Magnetfeldes unterscheiden sich die Präzessionsfrequenzen der einzelnen Spins innerhalb der Probe jedoch leicht voneinander. Dies bewirkt, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, dass sich die Beiträge der einzelnen Spins nach einiger Zeit nicht mehr konstruktiv addieren und es zu einem zusätzlichen Signalabbau kommt (Abb. 2.6). Dieser zusätzliche Signalverlust lässt

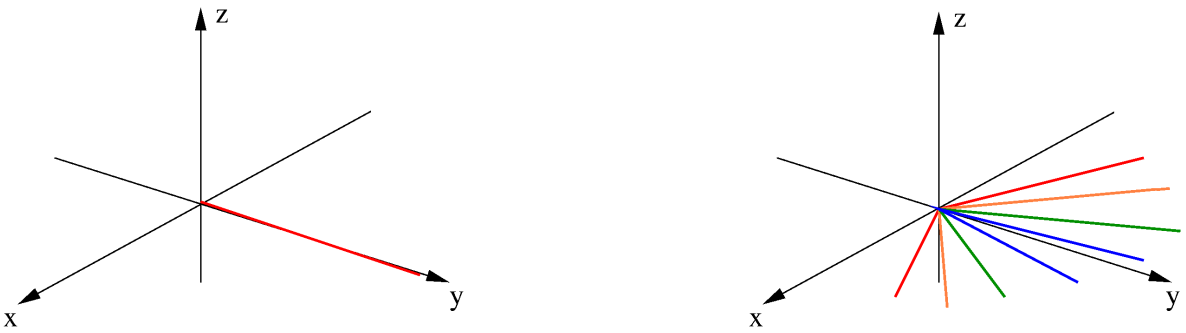

Abbildung 2.6: *Signalabbau durch Dephasierung. Durch Inhomogenitäten des Magnetfeldes kommt es zu einer zusätzlichen Dephasierung der Spins. Das Signal fällt mit T_2^* exponentiell ab.*

sich wiederum gut durch einen exponentiellen Abfall beschreiben und die zugehörige Zeitkonstante wird mit T_2^* bezeichnet.

2.6.2 Gradientenecho

Das Gradientenecho (GE) bildet die Grundlage des FLASH-Verfahrens [9,10], einer der bekanntesten schnellen Bildgebungssequenzen in der Magnetresonanz-Tomografie. Ein Pulsdiagramm zur Erzeugung eines Gradientenechos ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Direkt nach dem HF-Puls wird ein Gradient geschaltet, der T_2^* zunächst stark verkürzt

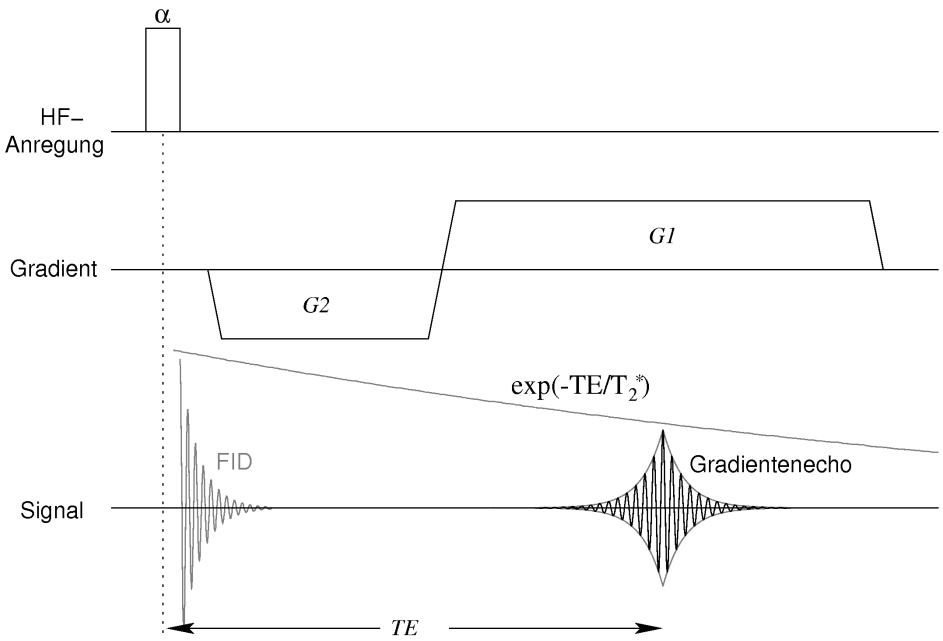

Abbildung 2.7: *Gradientenecho. Das entstandene Signal des α-Pulses wird durch einen Gradient zerstört, indem die Spins dephasiert werden. Durch einen anschließenden, entgegengesetzten Gradienten wird es zu einem Echo zur Zeit zurückgeführt. Das Signal fällt dabei mit* $\exp(-TE/T_2^*)$ *ab.*

und zu einem raschen Abklingen des FID durch Dephasierung führt. Durch Vorzeichenumkehr des Gradienten wird die so bewirkte Dephasierung wieder aufgehoben und es kommt zu einem Signalecho. Aufgrund der unvermeidlichen Dephasierung der Spins durch lokale Feldinhomogenitäten, die sich nicht durch Gradientenschaltung rückgängig machen lässt, nimmt die Amplitude S des Echosignals mit wachsendem TE gemäß

$$S(TE) = \exp(-TE/T_2^*) \tag{2.28}$$

ab.

2.6.3 Spinecho

Das Spinecho wurde erstmals im Jahre 1950 von HAHN beschrieben [11]. Beim Spinecho handelt es sich um ein sogenanntes HF-refokussiertes Echo, da die Rephasierung der Spins nach der Anregung nicht wie beim Gradientenecho durch eine Gradientenschaltung, sondern durch einen zusätzlichen Hochfrequenzpuls erfolgt (Abb. 2.8). Das

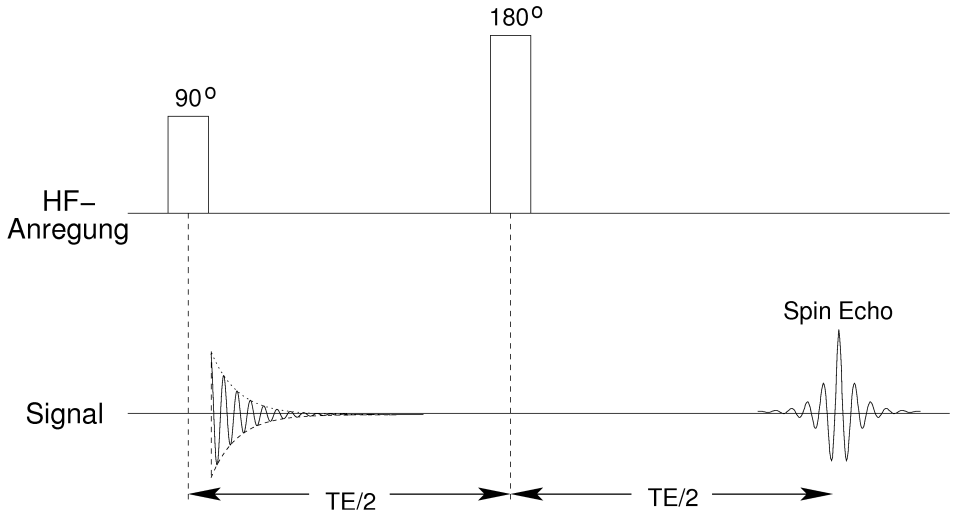

Abbildung 2.8: *Mit Hilfe eines* 180°*-Pulses werden die Spins wieder zur Rephasierung gebracht und erzeugen so ein Spinecho nach der selben Zeit TE, die dem zeitlichen Abstand zwischen den beiden Pulsen entspricht.*

Zustandekommen des Spinechos lässt sich wie folgt erklären (Abb. 2.9): Vor dem ersten 90°-Puls zeigt die Gesamtmagnetisierung in z-Richtung. Durch die HF-Anregung wird

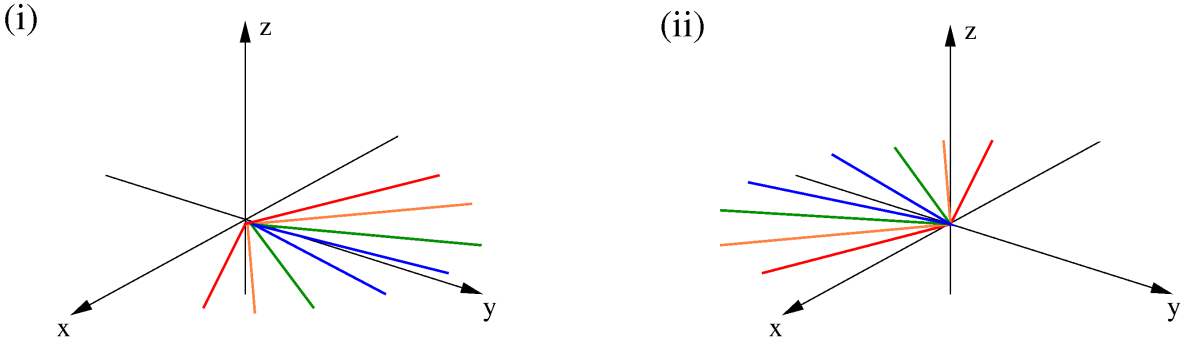

Abbildung 2.9: *Erzeugung eines Spinechos: (i) vor dem* 180°*-Puls und (ii) nach der Spiegelung.*

diese Magnetisierung in die x-y-Ebene gekippt. Dort kommt es durch lokale Magnetfeldinhomogenitäten zu einer Dephasierung der einzelnen Spins, die in der Praxis meist

noch durch Schaltung eines zusätzlichen Gradienten verstärkt wird. Durch einen 180°-Puls werden die Spins nach ihrer vollständigen Dephasierung um die x-Achse gedreht. Da im zweiten $TE/2$-Intervall dieselben Magnetfeldinhomogenitäten und Gradienten wirken wie im ersten $TE/2$-Intervall, laufen Spins, die sich vorher voneinander entfernt haben, nun aufeinander zu, und es kommt zu einer Rephasierung der Spins und schließlich zum Spinecho. Im Gegensatz zum Gradientenecho werden beim Spinecho auch solche Dephasierungen ausgeglichen, die durch unvermeidliche lokale Feldinhomogenitäten verursacht werden. Die Signalamplitude S ist somit direkt proportional zu

$$S(TE) = \exp\left(-TE/T_2\right). \tag{2.29}$$

2.6.4 Stimuliertes Echo

Das Prinzip der Erzeugung eines stimulierten Echos (STE) wurde erstmals von Hahn beschrieben [11] und von Frahm et al. erstmals in der MR Bildgebung [12] und lokalisierten Spektroskopie [13] verwendet. Zur Erzeugung des stimulierten Echos werden drei HF-Pulse benötigt (Abb. 2.10). Die Entstehung des stimulierten Echos ist

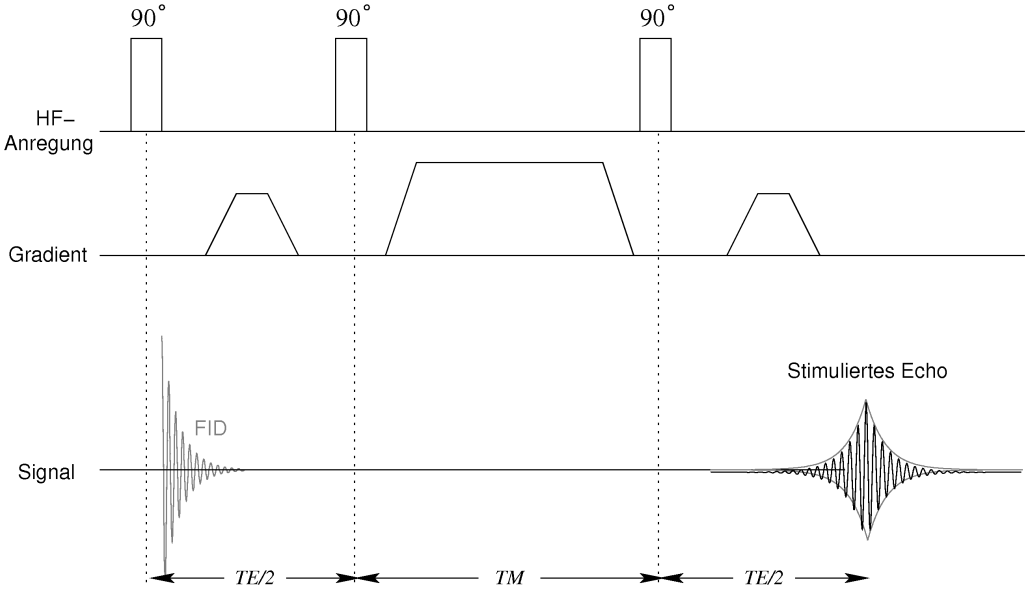

Abbildung 2.10: *Stimuliertes Echo. Die drei 90°-Pulse erzeugen ein stimuliertes Echo. Der Gradient im ersten $TE/2$-Intervall lässt die Spins vollständig dephasieren. Ein TM-Spoilergradient dient zur Vernichtung eines eventuell auftretenden Spinechos. Der letzte Gradient soll ein FID-Signal nach dem letzten 90°-Puls verhindern.*

in Abb. 2.11 veranschaulicht: Der erste 90°-Puls kippt die Magnetisierung aus ihrem

Gleichgewichtszustand in Richtung der y-Achse. Durch die Gradientenschaltung im ers-

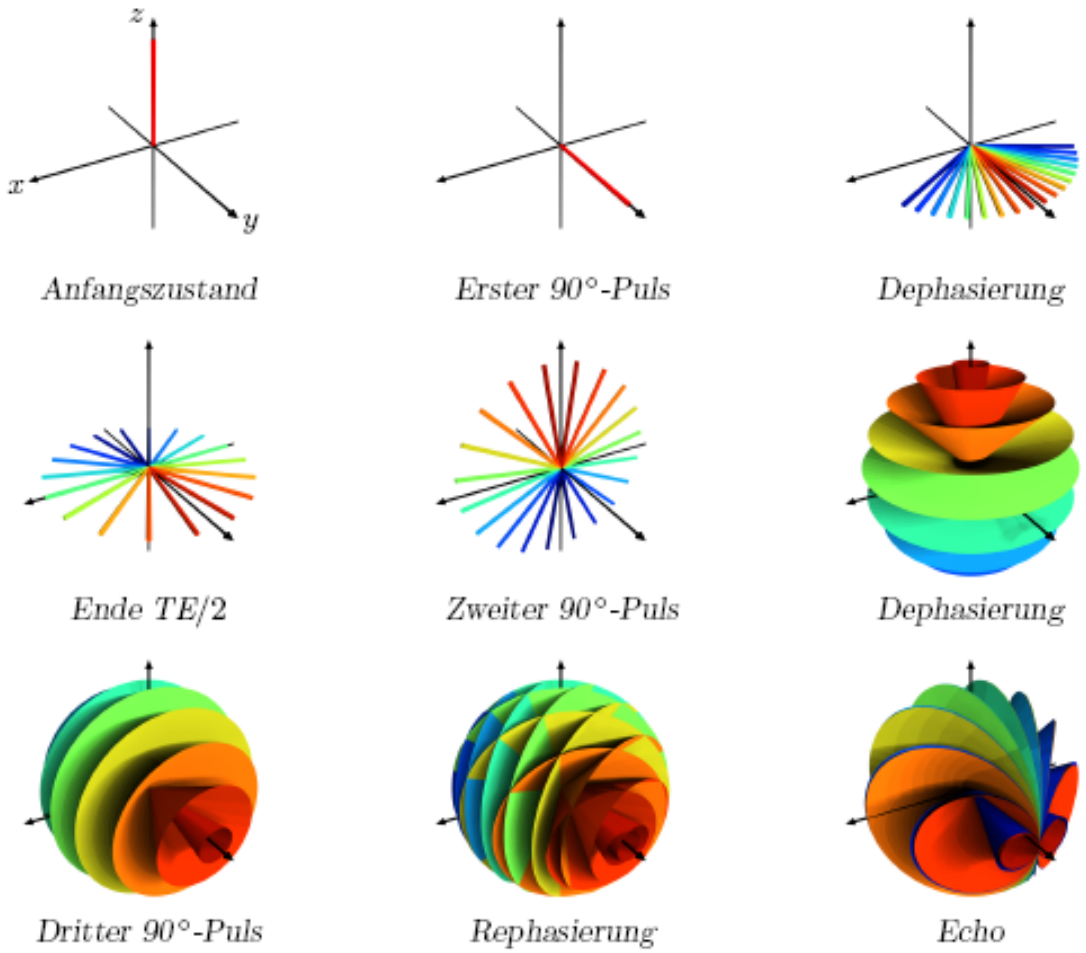

Abbildung 2.11: *Stimuliertes Echo. Einer Auslenkung von* 90° *folgt eine Dephasierung der Spins über einer Zeit* $TE/2$*. Der zweite* 90°*-Puls kippt die Spins erneut in eine neue Ebene, in der sie zu Kegeln dephasieren. Der letzte Puls führt die Spins wieder in die x-y-Ebene zurück, wo sie dann zum stimulierten Echo rephasieren können. (Die Grafik entstand in der Arbeit von* Natt *[14].)*

ten Intervall $TE/2$ wird die Transversalmagnetisierung dephasiert. Der zweite 90°-Puls kippt die Magnetisierungsvektoren in die x-z-Ebene zurück. Da der Gradient während des TM-Intervalls in eine andere Richtung zeigt als im $TE/2$-Intervall, dephasieren die Isochromaten des ersten $TE/2$-Intervalls nun ihrerseits und es entsteht ein Konstrukt aus ineinander geschachtelten Kegeln. Diese Kegel werden durch den dritten 90°-Puls wieder in die y-Richtung gekippt und erfahren im zweiten $TE/2$-Intervall die gleichen Gradienten und Inhomogenitäten wie im ersten. Die Kegel fangen an auseinanderzulau-

fen bis sie schließlich alle mit ihrem Mantel die y-Achse berühren. Zu diesem Zeitpunkt addieren sich die Magnetisierungsvektoren jedes Kegels wieder konstruktiv zu einer Gesamtmagnetisierung in y-Richtung auf. Die Amplitude des stimulierten Echos beträgt unter Vernachlässigung der T_1-Relaxation im TM-Intervall gerade die Hälfte der Amplitude eines Spinechos bei gleicher Echozeit.

3

turboSTEAM-Sequenz

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Weiterentwicklung der *turboSTEAM*-Sequenz, die ursprünglich von Frahm et al. 1985 [15] beschrieben worden ist.

3.1 Sequenzaufbau

3.1.1 *STEAM*

Die in der *turboSTEAM*-Sequenz verwendete Signalerzeugung (s. Abb. 3.1) basiert auf dem bereits erläuterten stimulierten Echo in Kap. 2.6.4. Drei Anregungspulse von 90° werden zeitgleich mit drei schichtselektiven Gradienten geschaltet. Der zeitliche Abstand der beiden ersten wird definiert durch die halbe Echozeit TE. Das stimulierte Echo entsteht dann gerade nach der Zeit $TE/2$ ab dem dritten Puls. Außerdem werden Lese- und Phasengradienten zur Ortskodierung benötigt, wie sie schon in Kap. 2.5 beschrieben worden sind. Ein Vordephasierer in Leserichtung wirkt nach dem ersten Puls auf die Magnetisierung. Ein anschließender Auslesegradient kompensiert die Dephasierung der Spins durch Rephasierer zu einem Echo. Die der Linie entsprechende Phasenkodierung

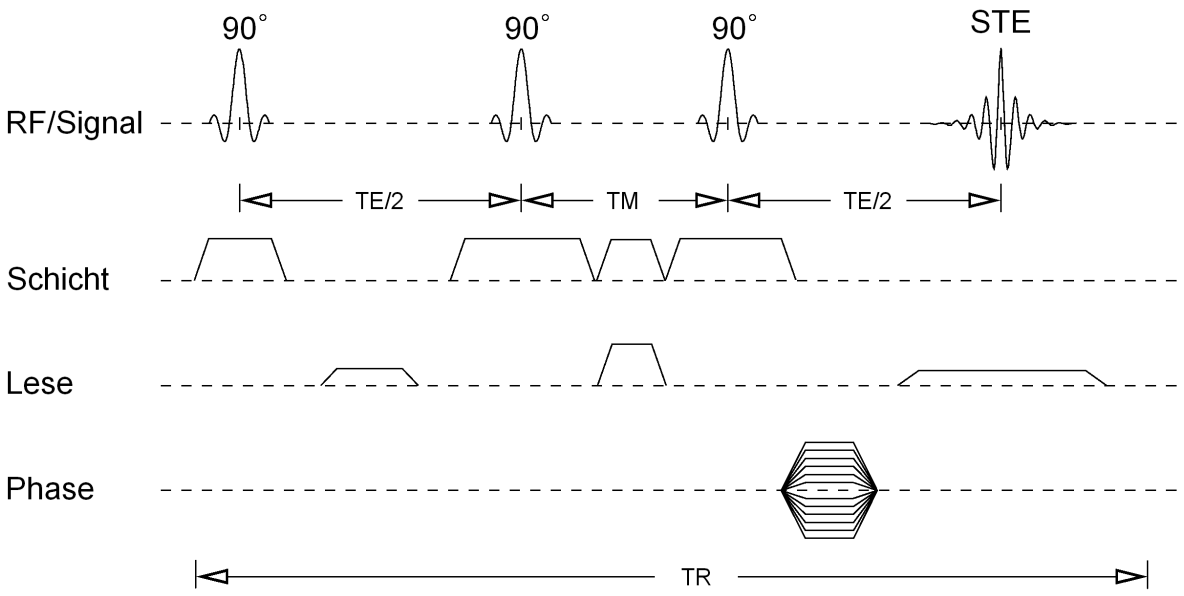

Abbildung 3.1: *Das STEAM-Sequenz-Schema. Drei 90°-Pulse erzeugen ein stimuliertes Echo. Schichtselektions-, Lese- und Phasengradienten dienen der Ortskodierung. Das TR-Intervall entspricht der Datenaufnahme einer Linie. Alle drei Pulse müssen erneut geschaltet werden, um ein neues Echo bzw. um eine neue Linie aufzunehmen.*

wird dem Signal direkt nach dem dritten Anregungspuls mittels eines variierenden Phasenkodiergradienten aufgeprägt. Zusätzlich werden Spoiler im TM-Intervall geschaltet, um auftretende Transversalmagnetisierung zu vernichten, da ansonsten unerwünschte Spinechos erzeugt werden. Das in Abb. 3.1 gezeigte *STEAM*-Schema steht für die Datenakquisition einer Linie. Jede Linie benötigt eine Wiederholung der gesamten Schaltelemente in einer Zeit *TR*. Die Messzeit *TA* ergibt sich aus der Aufsummierung über alle Phasenkodierschritte N_P:

$$TA = N_P \cdot TR \tag{3.1}$$

Das dargestellte *TR*-Intervall entspricht der Aufnahme einer k-Raum-Linie entsprechend Abb. 3.2. Die gestrichelte Linie zeigt die Wirkung der Phasen- und Lesegradienten, die vor der eigentlichen Aufnahme geschaltet worden sind. Der Phasengradient erzeugt eine Trajektorie im k-Raum entlang der k_p-Richtung und der Lesegradient entlang von k_r.

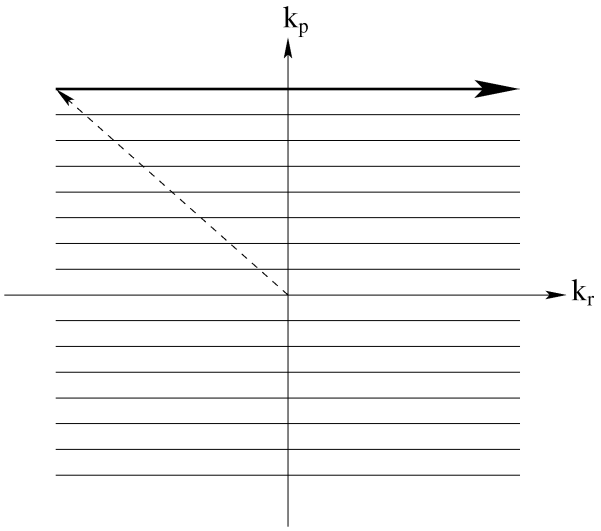

Abbildung 3.2: *k-Raumabtastung. Die x-Achse entspricht der Lese- und die y-Achse der Phasenrichtung des k-Raumes . Dargestellt ist die Aufnahme einer einzelnen Linie im k-Raum (dicker Pfeil).*

3.1.2 *turboSTEAM*

Da die transversale Magnetisierung nach dem zweiten Puls in einem Zwischenzustand gespeichert wird, der nur der T_1-Relaxation unterliegt, kann zum Auslesen weiterer Linien auf eine erneute Anregung durch die ersten beiden Pulse verzichtet werden. Wenn die Magnetisierung nach dem zweiten Puls nicht vollständig mit einem 90° Puls ausgelesen wird, sondern nur ein Teil mit einem α Puls, dann ist es möglich, die verbleibende Magnetisierung für weitere Phasenschritte zu verwenden. Diese *turboSTEAM*-Sequenz ist in Abb. 3.3 dargestellt. Dadurch, dass sich die Wiederholungen nur auf den letzten Anregungsabschnitt beschränken, verkürzt sich die gesamte Messzeit erheblich.

Damit außerdem unerwünschte transversale Restmagnetisierungskomponenten aus den jeweils vorangegangenen Anregungen nicht durch die folgenden HF-Pulse refokussiert werden, variiert man die Phasenlage der Anregungspulse. Diese Technik wird als HF-Spoiling bezeichnet [16].

Die Abb. 3.4 zeigt im Vorgriff das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte vollständige Sequenzschema. Zusätzlich zum bisher beschriebenen Schema beginnt man mit einem starken Spoiler in Schicht-Richtung vor dem ersten Puls, um restliche Magnetisierung zu vernichten. Innerhalb des TM-Intervalls befindet sich ein Spoiler in Lese-Richtung, der das unerwünschte, aus den ersten beiden Pulsen erzeugte Spinechosignal auslöscht. Der FID-Spoiler dient zur Verhinderung von FID-Signalen während der Datenaufnahme. Die Datenaufnahme wird mit Hilfe des Analog Digital Konverters (ADC) vollzogen.

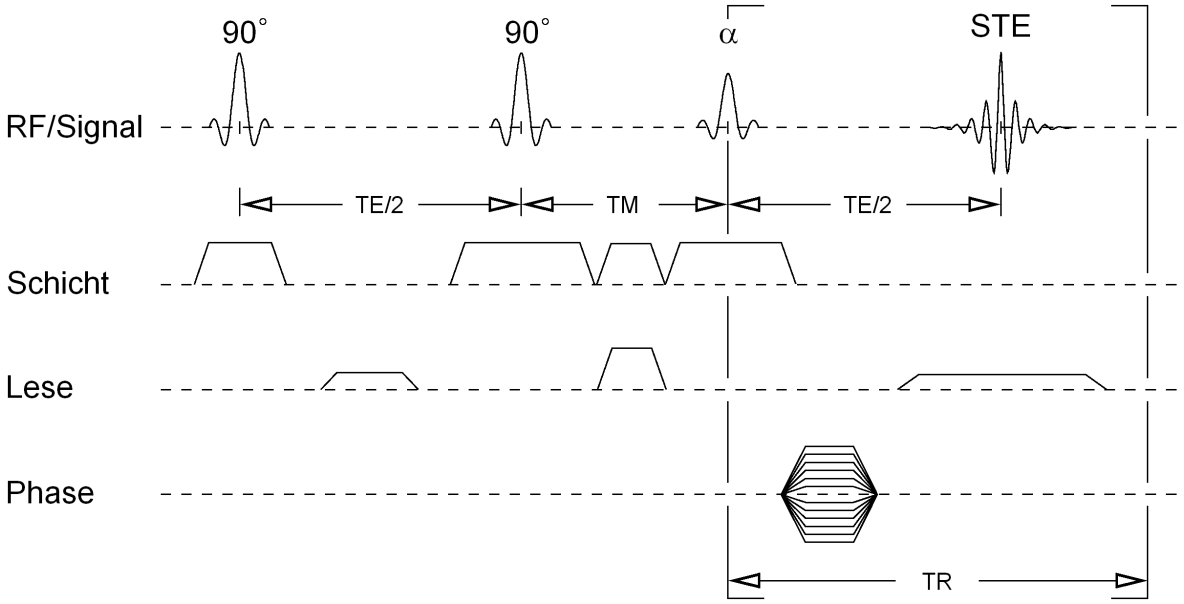

Abbildung 3.3: *Das turboSTEAM-Sequenz-Schema. Vergleichbar mit Abb. 3.1 wird ein stimuliertes Echo (STE) erzeugt. Der Unterschied macht sich in den Wiederholungsintervallen bemerkbar. Lediglich der letzte Puls mit anschließender Datenaufnahme wird für jede Linie wiederholt.*

Wenn ein zusätzlicher Spoiler, z.B. der FID-Spoiler, geschaltet wird, muss das entsprechende Gradientenmoment an einer anderen Stelle mit demselben Moment kompensiert werden. Das Ausgleichsmoment des FID-Spoilers soll im ersten $TE/2$-Intervall geschaltet werden. Um zu verhindern, dass die Gradientenamplitude zwischen zwei Gradienten derselben Achse sehr schnell an und aus geschaltet wird - was zu Wirbelströmen führen kann - werden die Gradientenmomente zu einem Gradienten zusammengefasst. So beinhaltet der „Schichtrephasierer“ hinter dem ersten Anregungspuls nicht nur die Rephasierung des ersten Schichtselektionsgradienten, sondern berücksichtigt noch die Kompensierung des FID-Spoilers und die beiden Schichtrephasierer der anderen beiden Pulse.

Nach der Datenaufnahme wird ein Phasenrephasierer für die entsprechende Linie geschaltet. Er kompensiert den Phasenkodiergradienten, um vor jeder Anregung den gleichen Ausgangszustand zu erlangen.

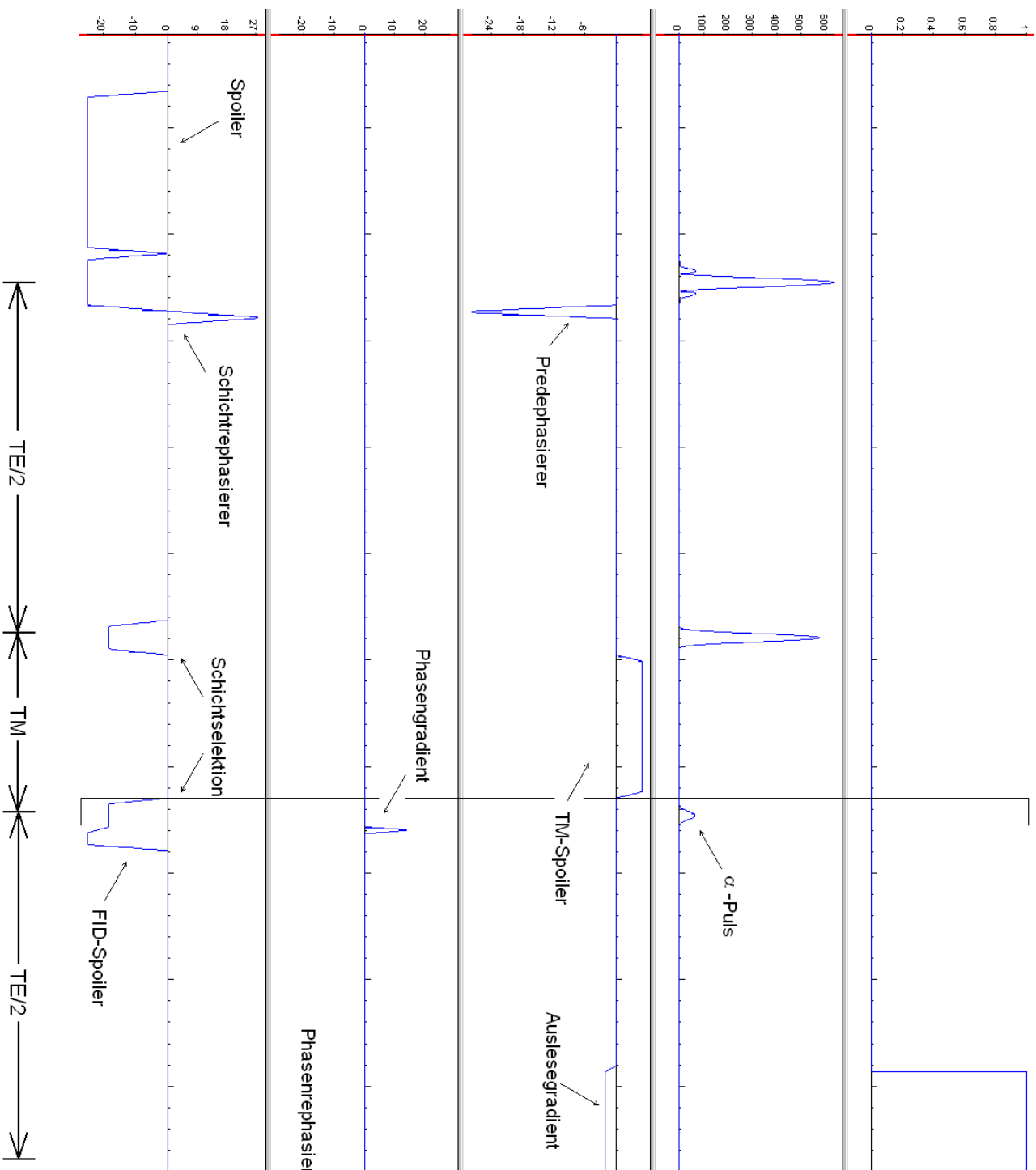

Abbildung 3.4: *Vollständiges Sequenzschema der verwendeten turboSTEAM-Sequenz*

3.2 Fettsättigung

In der Praxis wird die Qualität der Bildgebung häufig dadurch verbessert, dass man zusätzlich zum dargestellten Schema eine „Fettsättigung“ durchführt. Geht man von Phantomaufnahmen zu *in vivo*-Aufnahmen über, erscheint das zusätzliche Signal des Fettgewebes. Das vom Fettgewebe abgestrahlte Signal wird aufgrund der verschobenen Resonanzfrequenz falsch lokalisiert und überlagert die eigentlich aufzunehmenden Gewebestrukturen.

Deswegen ist es vor allem bei Herzmessungen wichtig, das Fettgewebe mit Hilfe eines vorgeschalteten Fettsättigungspulses zu unterdrücken (s. Abb. 3.5). Dieser Puls regt die Protonen des Fettgewebes mit der entsprechenden Resonanzfrequenz an und zerstört das Resonanzsignal sofort durch Schaltung eines Dephasierungs- oder auch Spoilergradienten. Die noch nicht relaxierten Protonen des Fettgewebes können durch den anschließenden schichtselektiven Hochfrequenzpuls nicht mehr angeregt werden.

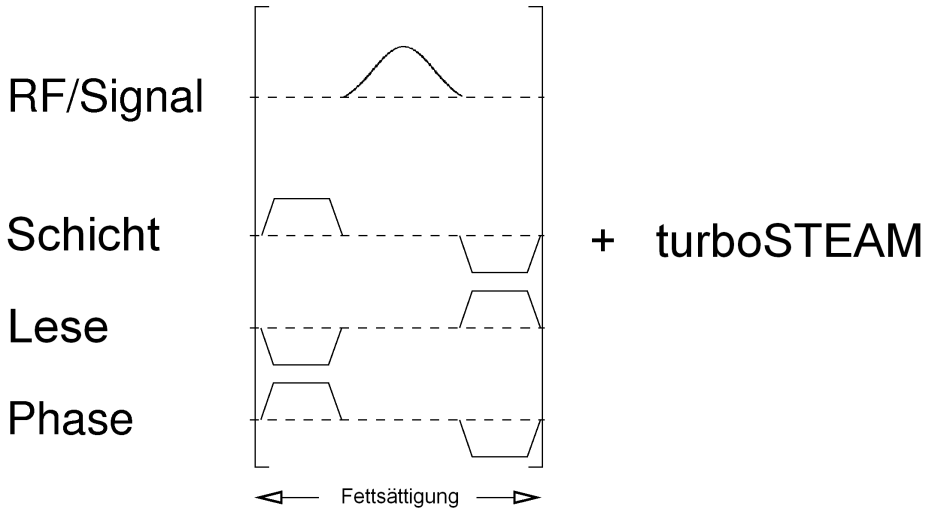

Abbildung 3.5: *Fettsättigung. Der vordere Block beschreibt die Fettsättigungselemente, die aus Gradienten und einem Anregungspuls entstehen. Der Puls regt Fettmoleküle auf ihrer Resonanzfrequenz an. Spoiler in die verschiedenen Richtungen sollen jegliche Magnetisierung dephasieren.*

4

Simulation des *turboSTEAM*-Schichtprofils

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die *turboSTEAM*-Sequenz für die Anwendung am Menschen zu optimieren. Die sich daraus ergebenden Anforderungen beziehen sich vor allem auf die Realisierung möglichst schneller Aufnahmen mit kurzen Messzeiten. Aus der Betrachtung der *turboSTEAM*-Sequenz (s. Abb. 3.3) ergibt sich, dass ein substantieller Anteil der benötigten Zeit durch die große Zahl der notwendigen HF-Pulse bedingt wird. Um die Messzeit zu verbessern, wurde daher versucht, die Pulsdauern möglichst stark zu reduzieren, ohne die Qualität der Schichtprofile zu verschlechtern, d.h. möglichst wenig von einer Rechteckform abweichen zu lassen. Insbesondere sollte berücksichtigt werden, dass die Verwendung mehrerer hintereinander geschalteter Pulse, die jeweils nicht-rechteckige Einzelschichtprofile aufweisen, zu Verschlechterungen der nominellen Schichtdicke führen können (durch Multiplikation der Einzelschichtprofile). Zu diesem Zweck wurde ein C++ Programm entwickelt, das die Wirkung der Pulse, Gradienten und Präzessionszeiten simuliert.

Bei jeder MRT-Sequenz werden Pulse und Gradienten geschaltet, die Spins aus ihrem Gleichgewichtszustand auslenken und anschließend wieder zu einem resultierenden Echo zurückführen sollen. Der Betrag der Transversalmagnetisierung, den die Spinensembles zur Zeit der Echoakquisition besitzen, ergibt als Projektion auf die Schicht-

richtung das Schichtprofil. Ein ähnliches Verfahren wurde schon von LAWRENCE ET AL. [17] durchgeführt. In diesem Abschnitt wird erläutert, welche Anforderungen an die Anregungspulse und Gradienten bzw. Spoiler gestellt werden müssen, um ein optimiertes Schichtprofil zu erhalten. Diese Erkenntnisse bilden die Voraussetzung für ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) der *turboSTEAM*-Bilder.

4.1 Randbedingungen

Die numerische Simulation unterliegt einigen Randbedingungen, die von der Realität abweichen können. Im Experiment liegt ein 3-dimensionales Objekt vor, das eine kontinuierliche Magnetisierung in Schichtrichtung besitzt. Die Simulation verwendet ein vereinfachtes Bild. Die Magnetisierung wird nur in der Projektion auf die Schichtselektionsrichtung betrachtet, auf der die Messpunkte diskret und äquidistant sind. In dieser Arbeit werden 1000 Messpunkte in Schichtselektionsrichtung betrachtet mit jeweils 1000 Isochromaten für jeden Messpunkt. Die betrachtete Schichtdicke wird auf $10\,mm$ begrenzt, weil reelle Schichtaufnahmen eine Dicke von $8\,mm$ nicht überschreiten. Um das menschliche Gewebe zu simulieren, müssen die T_1- und T_2-Relaxationszeiten für das in dieser Arbeit verwendete MRT-System mit einer Feldstärke von $2.9\,T$ für Hinrgewebe gewählt werden. In der Simulation wurden die Relaxationszeiten auf $T_1 = 800\,ms$ und $T_2 = 100\,ms$ gesetzt.

4.2 Pulse

Die hier verwendeten Anregungspulse sind *SINC*-Funktionen.

$$f(t) = A \cdot \operatorname{sinc}\left(a\,(t - t_0)\right) \tag{4.1}$$

Der durch den *SINC*-Puls verursachte Kippwinkel der Magnetisierung bestimmt sich aus dem Pulsintegral:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt\ A\ \operatorname{sinc}\left(a\,(t - t_0)\right) = \alpha, \tag{4.2}$$

wobei die Einheiten

$$[A] = 1^\circ/s$$
$$[a] = 1/s$$

sein müssen. a bestimmt den Abstand der Nullstellen über

$$a = \frac{\pi \cdot \mathrm{BWTP}}{\mathrm{Pulsdauer}}, \tag{4.3}$$

wobei das Bandbreitenzeitprodukt (engl. BandWidthTimeProduct: BWTP) eine dimensionslose Kennzahl ist, die die Anzahl der Nullstellen vorgibt. Umformen von (4.2) ergibt:

$$A \int_{-\infty}^{\infty} dt \; \frac{\sin\left(a \cdot (t - t_0)\right)}{a \cdot (t - t_0)} = \alpha \tag{4.4}$$

$$\frac{A}{a} \int_{-\infty}^{\infty} dt \; \frac{\sin\left(a \cdot (t - t_0)\right)}{t - t_0} = \alpha \tag{4.5}$$

Aus Symmetriegründen gilt:

$$2 \; \frac{A}{a} \int_{0}^{\infty} dt \; \frac{\sin\left(a \cdot (t - t_0)\right)}{t - t_0} = \alpha \tag{4.6}$$

Das Integral wird nach Bronstein [18] gelöst durch

$$\int_{0}^{\infty} dt \; \frac{\sin\left(at\right)}{t} = \frac{\pi}{2} \quad \text{für } a > 0. \tag{4.7}$$

Daraus folgt:

$$\frac{A}{a} \; \pi = \alpha \tag{4.8}$$

Mit Gleichung (4.3) ergibt sich:

$$A = \frac{\mathrm{BWTP} \cdot \alpha}{\mathrm{Pulsdauer}} \tag{4.9}$$

So lautet die endgültige Funktion:

$$f(t) = \frac{\mathrm{BWTP} \cdot \alpha}{\mathrm{Pulsdauer}} \cdot \mathrm{sinc}\left(\frac{\pi \cdot \mathrm{BWTP}}{\mathrm{Pulsdauer}} \cdot (t - t_0)\right)$$

Weil Pulse zeitlich begrenzt sind, wird ein Puls so definiert, dass die *SINC*-Funktion an bestimmten Stellen abgeschnitten wird. Die Begrenzung des Pulses wird durch das

Bandbreitenzeitprodukt (BWTP) vorgegeben. Aus der Größe des BWTP's wird die Anzahl von Nullstellen der Funktion definiert. Der Bereich, der zwischen zwei Nullstellen entsteht, wird als Nebenschwinger (engl. „side lobes“) bezeichnet. Je höher das BWTP, desto größer ist die Anzahl der „side lobes“.

Damit keine Unstetigkeiten auftreten, wenn die *SINC*-Funktion nicht an ihren Nullstellen, sondern z.B. bei einem lokalen Maximum, abgeschaltet wird, wird über den Puls ein Hanningfilter der folgenden Form gelegt (m = Anzahl der Stützstellen):

$$\text{Hanningfilter}(t) = 0.5 \cdot \left(1 + \cos\left(\pi \cdot \frac{(t-m)}{m}\right)\right) \quad t \in \mathbb{N} \tag{4.10}$$

Abb. 4.1 zeigt den Hanningfilter mit $m = 512$. Der abgeschnittene *SINC*-Puls, mul-

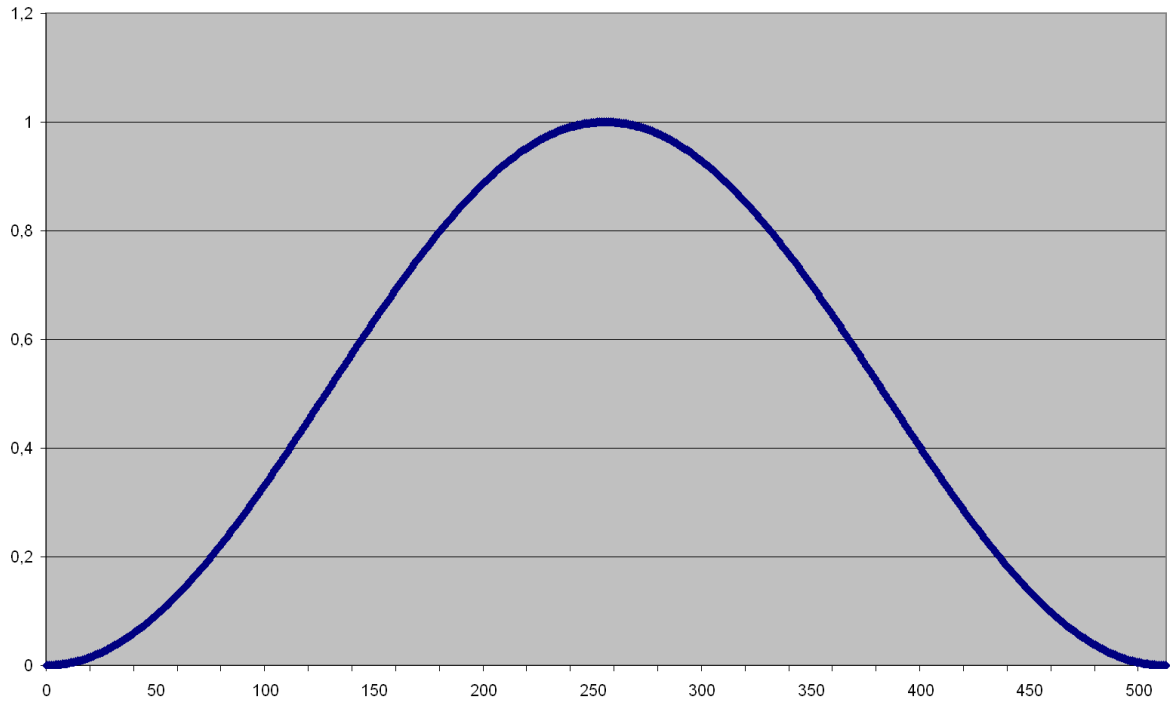

Abbildung 4.1: *Hanningfilter ($m = 512$)*

tipliziert mit dem Hanningfilter, wird dann zu einer stetig differenzierbaren Funktion (s.Abb. 4.2).

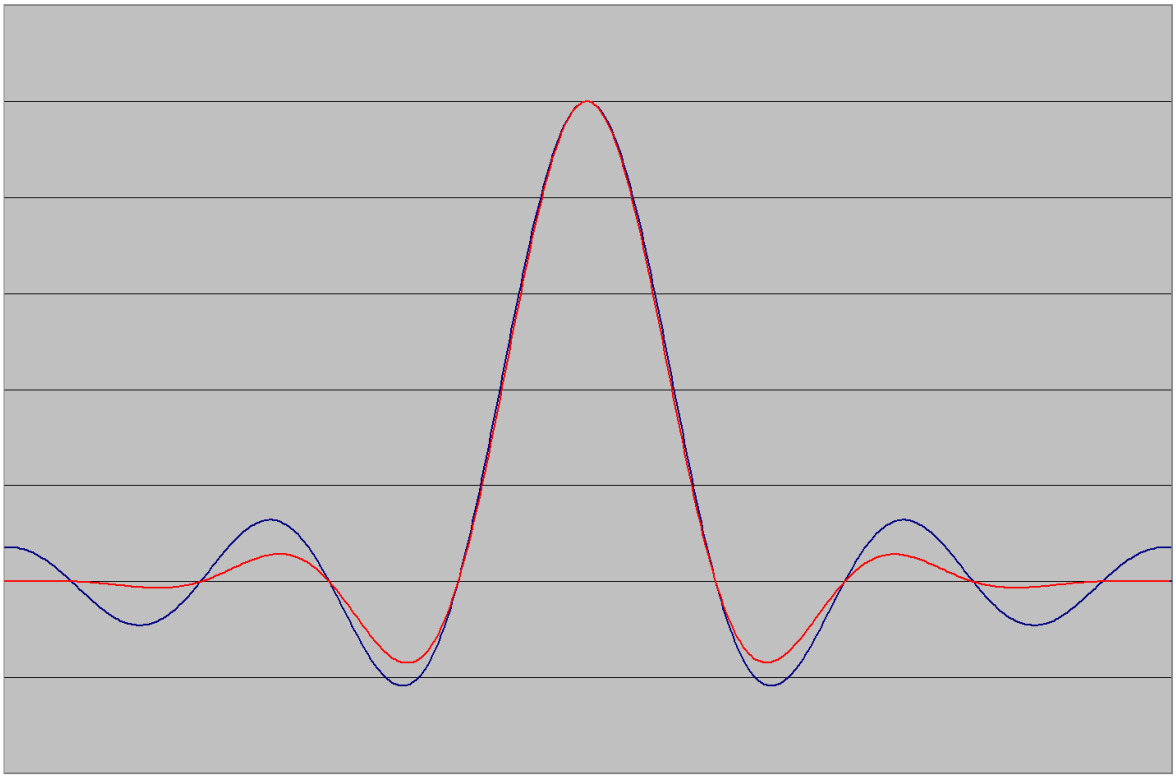

Abbildung 4.2: *blau: SINC-Funktion mit BWTP* $= \mathbf{4.5}$*, rot: SINC-Funktion nach der Multiplikation mit dem Hanningfilter. Dabei ist darauf zu achten, dass der Hanningfilter sich über die gesamte Pulsdauer erstreckt, so dass der Hanningfilter an den Enden des Pulses gerade seine ersten Nullstellen erreicht (s. Abb. 4.1).*

Bei einer unendlichen *SINC*-Funktion, d.h. unendlich große Anzahl von „side lobes“

$$f(t) = \operatorname{sinc}(a \cdot t) \qquad t \in \mathbb{R}, \tag{4.11}$$

stellt die Fouriertransformierte - und damit das Schichtprofil - eine Rechteckfunktion dar (Bronstein [18]) (s. Abb. 4.3):

$$F(\omega) = \left\{ \begin{matrix} 1; & \omega \in \left[-\frac{a}{2\pi}, \frac{a}{2\pi}\right] \\ 0; & \text{sonst} \end{matrix} \right\} \tag{4.12}$$

Wenn man allerdings das BWTP verringert, also die Funktion frühzeitig abschneidet, um die Pulse zeitlich zu begrenzen, weicht das Schichtprofil von der Rechteckform ab (s. Abb. 4.4).

Der Versuch, im vorgegebenen Zeitintervall das BWTP zu erhöhen, um die Form der Fouriertransformierten an eine Rechteckfunktion anzupassen, ist durch verschiedene Parameter begrenzt. Um schichtselektive Anregungen der Pulse zu gewährleisten,

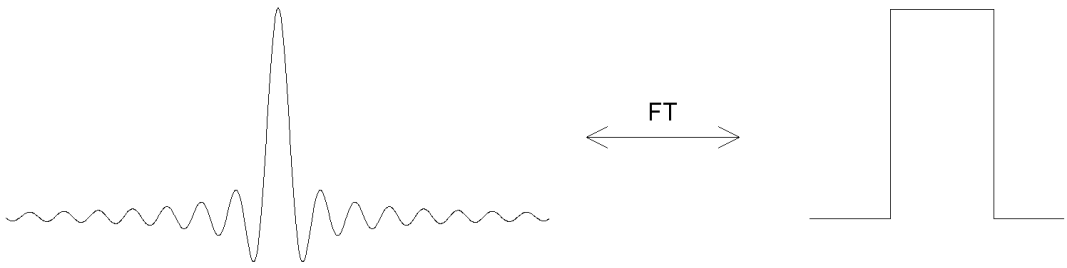

Abbildung 4.3: *Fouriertransformierte der SINC-Funktion*

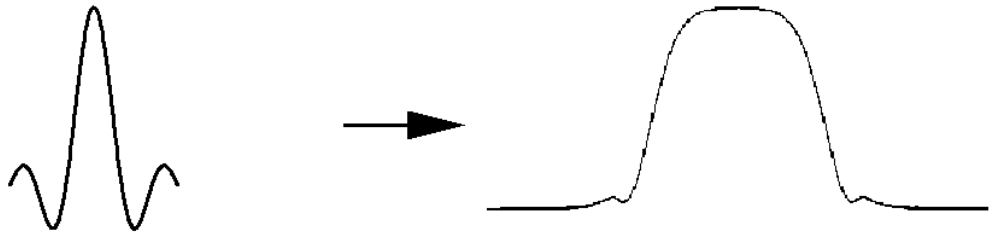

Abbildung 4.4: *Fouriertransformation mit einem BWTP = 6. Mit einem verkürzten Puls liefert die Fouriertransformation keine exakte Rechteckfunktion mehr. Das Profil erfährt Abweichungen.*

benötigt man Gradienten, die zeitgleich mit den Anregungspulsen in Schichtrichtung geschaltet werden.

Es muss also zunächst die Frage geklärt werden, wie stark der Schichtselektionsgradient G_z geschaltet werden muss, damit eine vorgegebene Schichtdicke erzielt wird. Wie bereits erwähnt (Abschnitt 2.3), führt der Gradient zu einer Resonanzverteilung gemäß:

$$\omega(z) = \omega_0 + \gamma \cdot G_z \cdot z \tag{4.13}$$

Bei vorgegebener Schichtdicke Δz ergibt sich also ein abzudeckender Frequenzbereich von

$$\Delta\omega = \gamma \cdot G_z \cdot \Delta z, \tag{4.14}$$

und damit

$$G_z = \frac{\Delta\omega}{\gamma \cdot \Delta z} \tag{4.15}$$

Aus Gleichung (4.3) ergibt sich die Anregungsbandbreite des *SINC*-Pulses zu

$$\Delta\omega = \frac{a}{\pi} = \frac{\text{BWTP}}{\text{Pulsdauer}}. \tag{4.16}$$

Damit erhält man die geforderte Gradientenstärke zu

$$G_z = \frac{\text{BWTP}}{\gamma \cdot \Delta z \cdot \text{Pulsdauer}}. \tag{4.17}$$

Bei vorgegebener - möglichst kleiner - Pulsdauer wird das BWTP und somit die Schichtprofilqualität durch die verfügbare Gradientenstärke limitiert.

In der Simulation wird jeder Puls in N-Deltapulse (Def. in Gleichung (4.18)) unterteilt, wobei N die Anzahl von Stützstellen ist (Abb. 4.5).

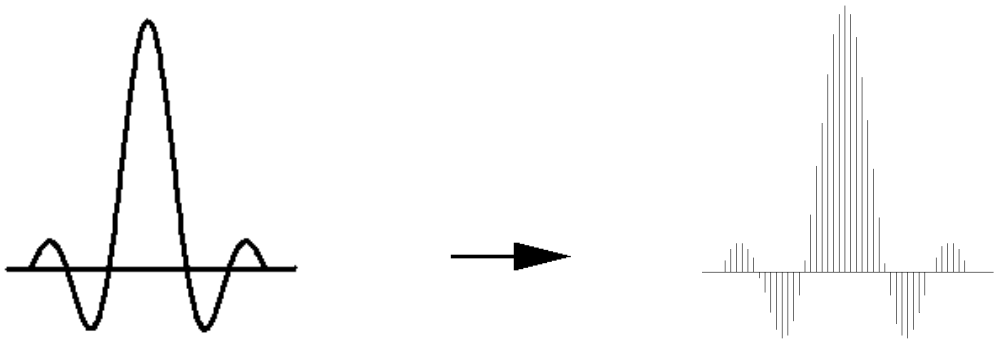

Abbildung 4.5: *Die Simulation benutzt die Näherung, die Funktion in Deltafunktionen zu zerlegen.*

$$f(x) = \delta\,(x - x_0) \tag{4.18}$$

Jeder Deltapuls bestimmt durch seine Amplitude den Winkel, um den die Magnetisierung gedreht wird. Die Summe aller Amplituden ergibt den gewünschten Kippwinkel α. In der Simulation wirkt also eine Drehmatrix auf die Spinensembles um die x-Achse, anschließend präzedieren sie eine gewisse Zeit Δt um die z-Achse (was wiederum die Anwendung einer Drehmatrix um die z-Achse bedeutet). Die Zeit Δt wird durch die vorgegebene Dauer des Hochfrequenzpulses und die Anzahl der Deltapulse N bestimmt. So wiederholt sich eine Folge von N-Anregungen und N-Präzessionen. In der Summe müssen die Drehwinkel der N-Deltapulse den Winkel ergeben, der durch den Puls vorgegeben wird. Schichtselektiv wird die Anregung erst, wenn ein Gradient in z-Richtung zeitgleich geschaltet wird.

4.3 Gradienten

Gradienten, die zur Schichtselektion genutzt werden sollen, beeinflussen die Messpunkte entlang der Schichtrichtung. Der Gradient wirkt auf die Spinensembles als Präzession um die z-Achse (entspricht der B_0-Richtung). Die Geschwindigkeit der Präzession ist umso größer, je weiter der Messpunkt vom Schichtzentrum entfernt ist. Die Isochromaten innerhalb eines Messpunktes erfahren keine unterschiedliche Wirkung. Bei Lesegradienten ist die Wirkung vertauscht: die Isochromaten der einzelnen Messpunkte erfahren unterschiedliche Präzessionsgeschwindigkeiten.

Nachdem die simulierte Sequenz durchlaufen ist, wird die Transversalmagnetisierung entlang der Schichtrichtung bestimmt. Die Magnetisierung eines Messpunktes erhält man aus der Mittelung der zugehörigen Isochromaten. Um das Schichtprofil zu erhalten, wird der Betrag der Transversalmagnetisierung über den Ort in Schichtrichtung aufgetragen. So kann folgende Voraussetzung überprüft und simuliert werden: der Lesedephasierer muss so eingestellt werden, dass keine Magnetisierung vor dem zweiten Puls vorhanden ist. Die Magnetisierung muss vollständig zerstört sein, da das stimulierte Echo ansonsten signalschwächer wird (vgl. Abb. 2.11). Abb. 4.6 zeigt, dass Restmagnetisierung vor dem zweiten Puls noch vorhanden ist, wenn der Lesedephasierer ein zu geringes Moment besitzt.

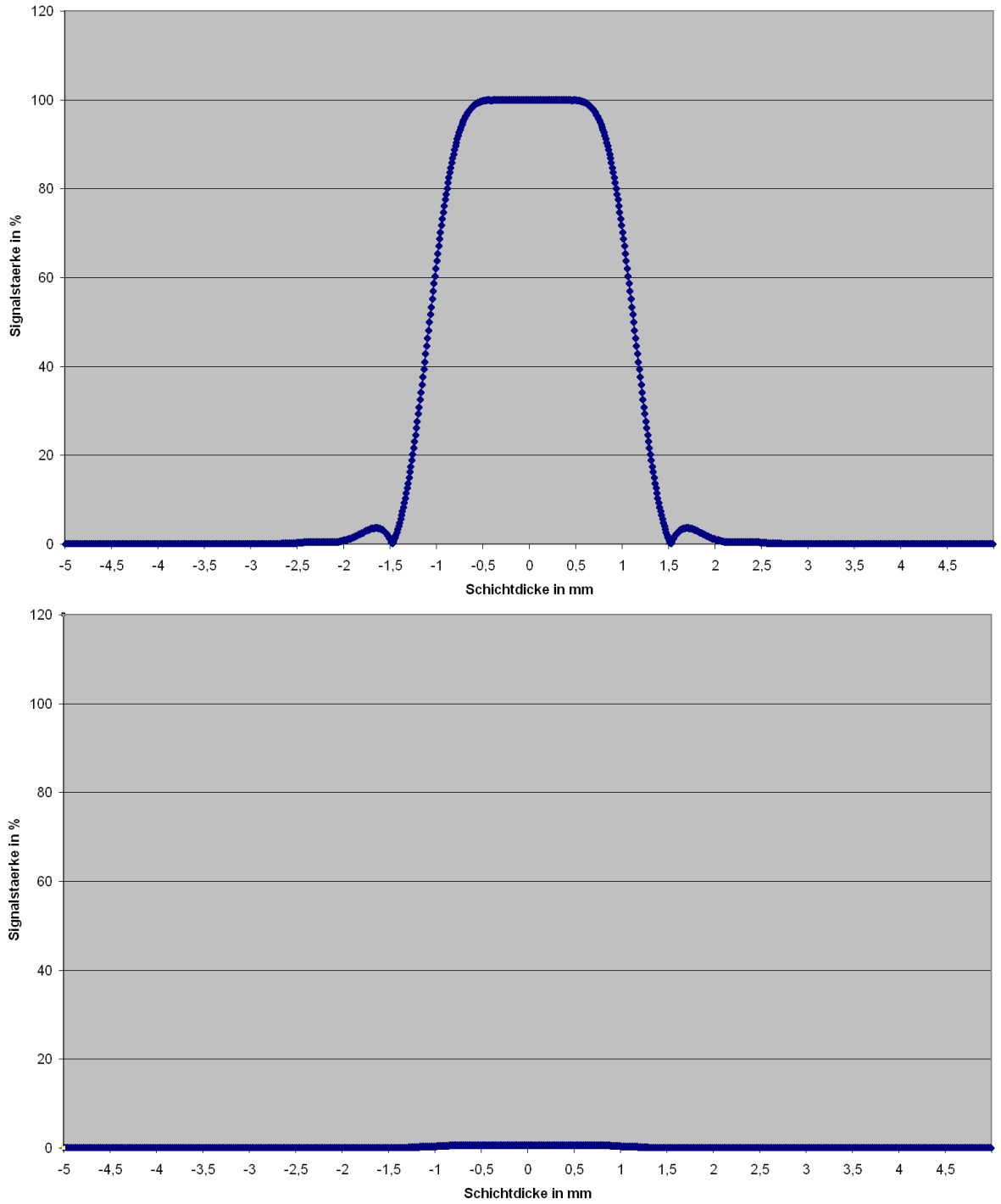

Abbildung 4.6: *Simuliertes Schichtprofil vor dem zweiten Puls. (oben) Bei einem Lesedephasierer mit einem zu geringen Moment ist die Transversalmagnetisierung nicht zertört. (unten) Der verbesserte Dephasierer vernichtet vollständig das Signal.*

4.4 Relaxation

Um das Relaxationsverhalten der Messpunkte zu simulieren, müssen die einzelnen Komponenten der Magnetisierung aus den Blochgleichungen [19] bestimmt werden.

Aus den Blochgleichungen geht hervor, wie sich die Magnetisierung in ihren x- und y-Komponenten bezüglich der Relaxation verhält. Sie werden durch den T_2 Abfall bestimmt:

$$M_x(t) = M_x \cdot \exp(-t/T_2) \tag{4.19}$$

$$M_y(t) = M_y \cdot \exp(-t/T_2) \tag{4.20}$$

Die z-Komponente lässt sich durch Lösen der Differentialgleichung der Blochgleichung berechnen.

$$\frac{d}{dt}M_z = \frac{M_0 - M_z}{T_1} \tag{4.21}$$

Eine Variablensubstitution durch $\tilde{M}_z = M_0 - M_z$ vereinfacht die Formel zu:

$$\frac{d}{dt}\tilde{M}_z = \frac{1}{T_1}\tilde{M}_z \tag{4.22}$$

Eine Lösung ist:

$$\tilde{M}_z(t) = \tilde{M}_z(t_0) \cdot \exp(-t/T_1) \tag{4.23}$$

Daraus folgt:

$$M_z(t) - M_0 = (M_z(t_0) - M_0) \cdot \exp(-t/T_1) \tag{4.24}$$

$$M_z(t) = M_z(t_0) \cdot \exp(-t/T_1) - M_0 \cdot \exp(-t/T_1) + M_0 \tag{4.25}$$

$$= M_z(t_0) \cdot \exp(-t/T_1) + (1 - \exp(-t/T_1)) \cdot M_0 \tag{4.26}$$

Mit der Startbedingung, dass $M_z(0) = M_0 = 1$ ist, gilt:

$$M_z(t) = M_z(t_0) \cdot \exp(-t/T_1) + (1 - \exp(-t/T_1)) \tag{4.27}$$

Das Ergebnis lässt sich leicht verifizieren, indem man die Magnetisierung für die Zeit $t \to \infty$ betrachtet. Denn in diesem Fall muss die Gesamtmagnetisierung komplett in die z-Richtung wie im Gleichgewichtszustand zeigen.

$$M_x(t \to \infty) = 0$$

$$M_y(t \to \infty) = 0$$

$$M_z(t \to \infty) = 1$$

4.5 Optimierung des Einzel-Schichtprofils

4.5.1 Einzelpuls - Simulation

Als Erstes wird untersucht, wie die Transversalmagnetisierung der Spinensembles aussieht, wenn auf sie nur ein einzelner *SINC*-Puls wirkt. In Abb. 4.7 sind verschiedene Pulse aufgeführt, die sich in ihren Kippwinkeln unterscheiden. Die restlichen Parametereinstellungen bleiben unverändert und wurden wie folgt gewählt:

	Puls 1	Puls 2	Puls 3	Puls 4
Dauer [ms]	2.56	2.56	2.56	2.56
Stützstellen	1024	1024	1024	1024
BWTP	5.4	5.4	5.4	5.4
Schichtdicke [mm]	2.0	2.0	2.0	2.0
Kippwinkel [°]	90	60	30	10

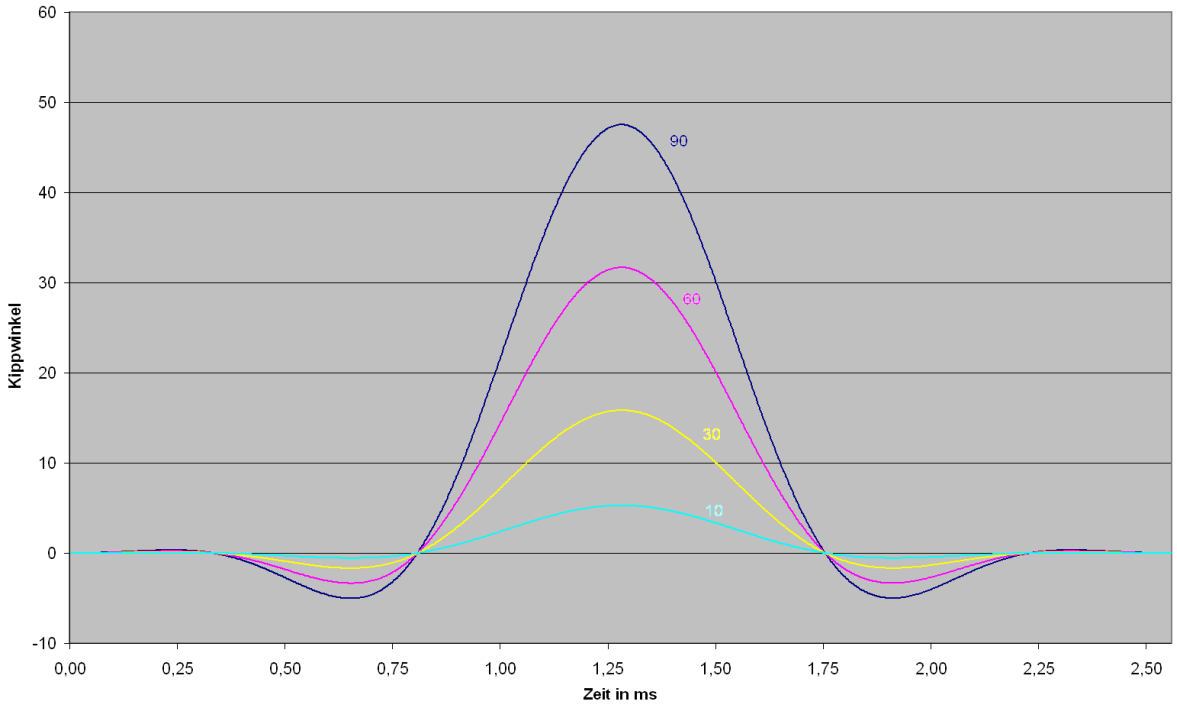

Abbildung 4.7: *Der SINC-Puls. Es sind vier verschiedene Pulse aufgetragen mit einem Kippwinkel von* 90°, 60°, 30° *und* 10°. *Die Pulsdauer beträgt* 2560 μs, *das BWTP* 5.4. *Der Kippwinkel wird aus dem Integral der Funktion bestimmt.*

Die Betrachtung des Betrages der transversalen Magnetisierung spiegelt das Schichtprofil wider. In Abb. 4.8 werden verschiedene Profile der jeweiligen Pulse dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass eine vollständige Auslenkung in die transversale Ebene einem

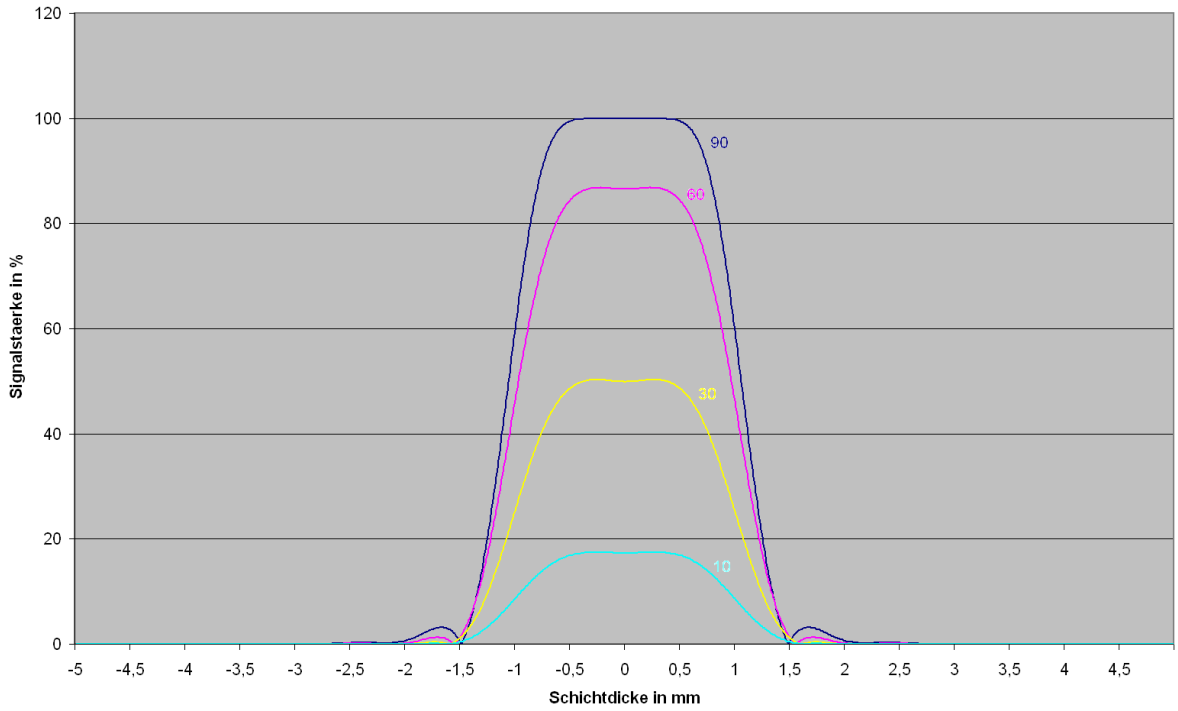

Abbildung 4.8: *Die Schichtprofile der einzelnen Pulse verdeutlichen, dass sich der Betrag der Transversalmagnetisierung mit abfallendem Kippwinkel verringert. Das Signal wird durch das Integral des Schichtprofils bestimmt.*

90°-Puls gerecht wird. Eine geringere Anregung führt zu einer erniedrigten Transversalmagnetisierung, was einer Verminderung des Messsignals entspricht, da sich das Signal aus der Fläche unter dem Graphen ergibt.

4.5.2 *STEAM*-Puls-Simulation

Untersucht wird nun, was mit dem Schichtprofil passiert, wenn drei gleiche Pulse hintereinander geschaltet werden. Dies entspricht demzufolge dem Aufbau einer *STEAM*-Sequenz. Man betrachtet drei Pulse:

	Puls 1	Puls 2	Puls 3
Dauer [ms]	2.56	2.56	2.56
Stützstellen	1024	1024	1024
BWTP	5.4	5.4	5.4
Schichtdicke [mm]	2.0	2.0	2.0
Kippwinkel [°]	90	90	90

Sie besitzen Puls- und Schichtprofile, wie sie in Abb. 4.9 dargestellt sind. Das daraus resultierende Schichtprofil ist in Abb. 4.10 gezeigt. Es stimmt mit den Erkenntnissen zur Theorie des stimulierten Echos überein, aus denen sich ein maximales Signal von 50 % ergibt. Der Vergleich mit dem Einzelprofil in Abb. 4.11 bestätigt das Ergebnis

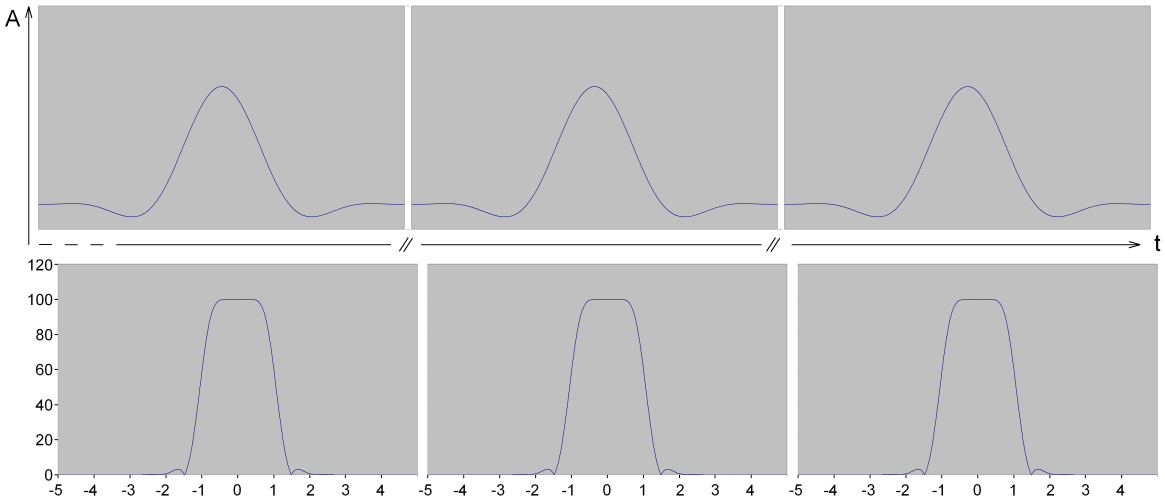

Abbildung 4.9: *(oben) Standard Pulse, die auf einer zeitlich unterteilten Achse aufgetragen sind, entsprechend einer* $90° - 90° - 90°$*-Schaltung. (unten) Die dazugehörigen Schichtprofile für die Anregung durch einen einzigen Puls.*

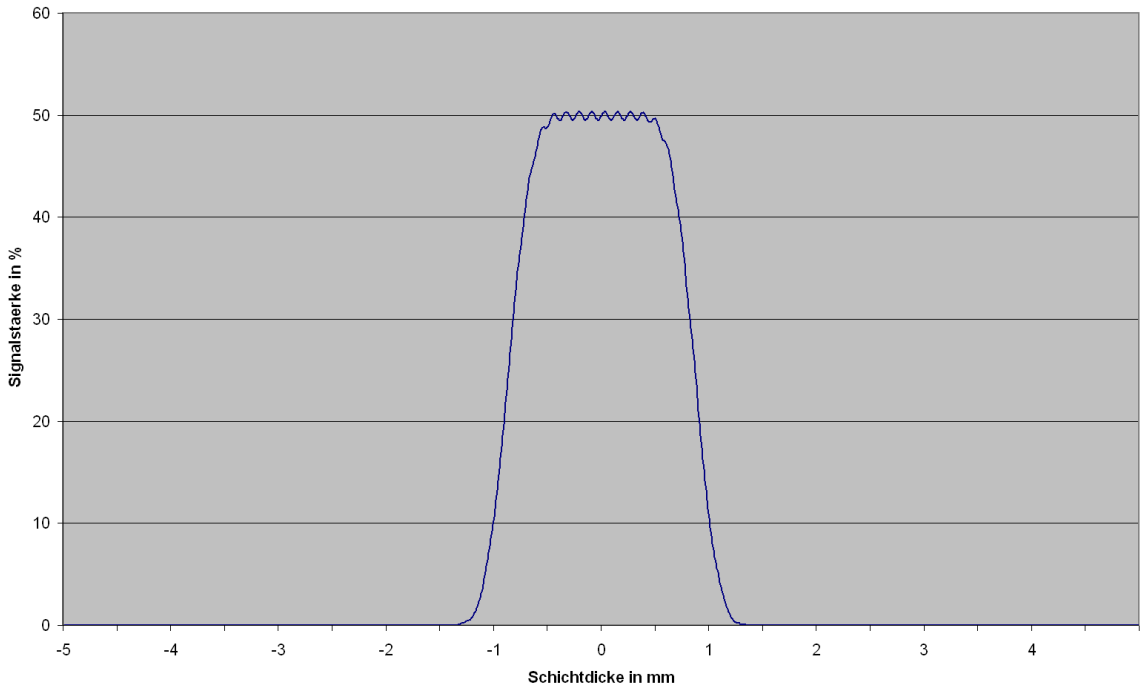

Abbildung 4.10: *STEAM-Profil. Das stimulierte Echo erzeugt durch drei* $90°$*-Pulse ein Schichtprofil, das auf* 50 % *des FID-Signals eines einzelnen Standardpulses abgefallen ist.*

der Simulation aller drei Pulse, da sich das resultierende Schichtprofil aus einer Multiplikation der drei Einzelprofile ergibt. Durch den steileren An- und Abstieg im Profil nähert sich die Form einer Rechteckfunktion an.

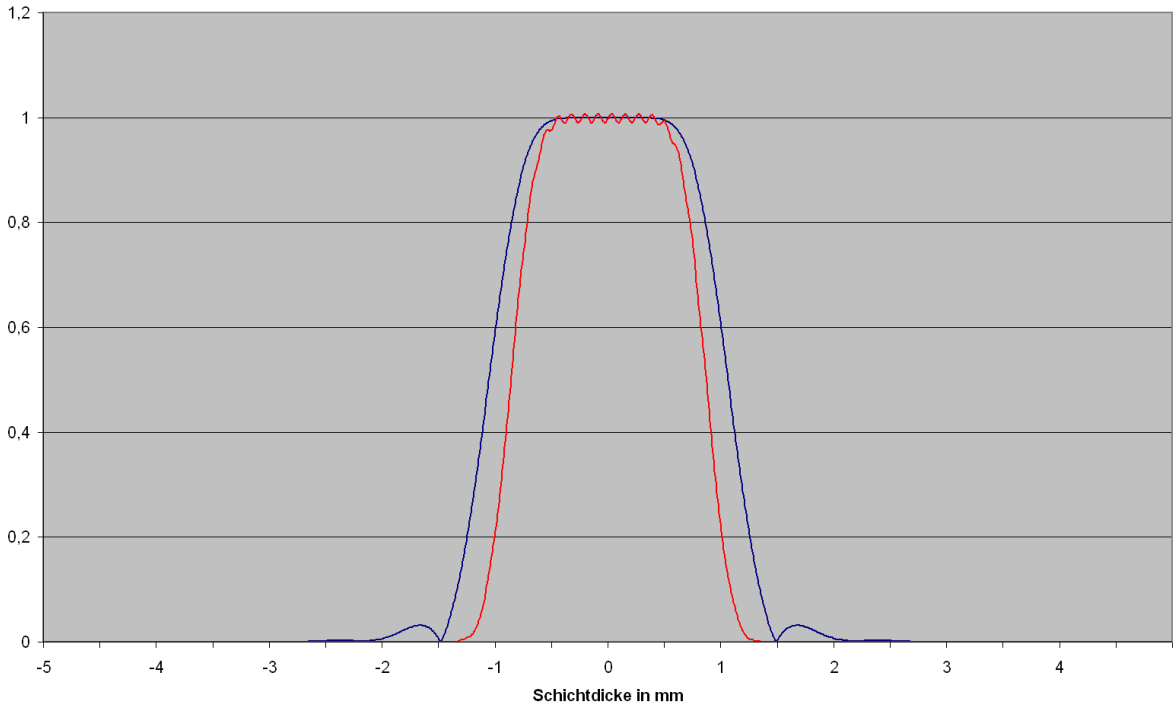

Abbildung 4.11: *Aus Abb. 4.8 wird das Schichtprofil des 90°-Pulses auf 1 normiert (blau). Mit dem ebenfalls normierten STEAM-Schichtprofil (rot) aus 4.10 sind die Schichtprofile besser zu vergleichen. Hieraus ist ersichtlich, dass die STEAM-Sequenz eine dünnere Schicht anregt.*

4.5.3 *turboSTEAM*-Puls-Simulation

Die Anwendung eines $\alpha = 10°$-Pulses anstelle des letzten 90°-Pulses überführt die *STEAM*-Sequenz zu einer *turboSTEAM*-Sequenz. In Abb. 4.12 sind wieder die Schichtprofile der jeweiligen Pulse dargestellt. Durch die Simulation erhält man ein Schichtprofil, das aufgrund des geringen α-Pulses abgeschwächt ist (Abb. 4.13).

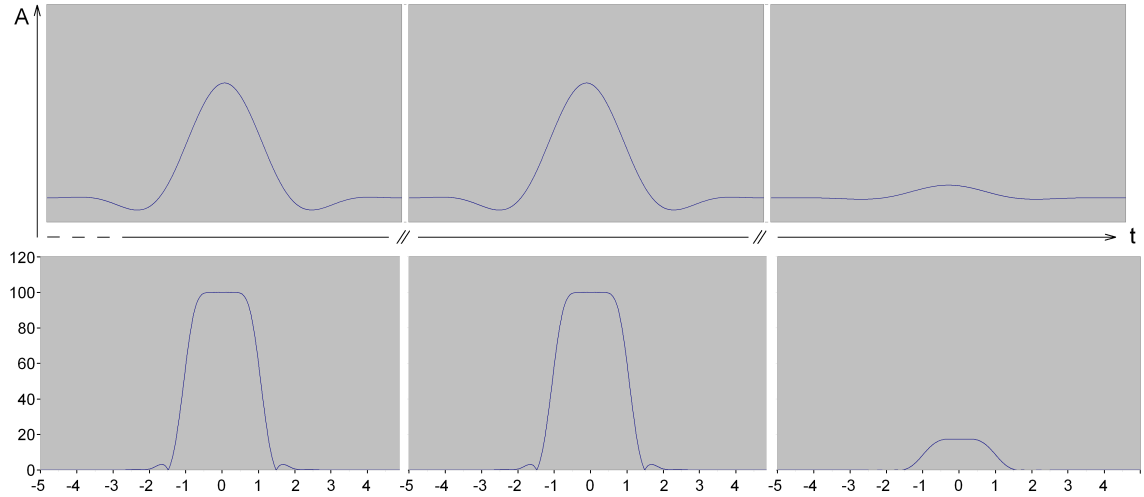

Abbildung 4.12: *(oben) Eine 90°-90°-10°-Schaltung simuliert die turboSTEAM-Variante. (unten) Die dazugehörigen Schichtprofile für die Anregung durch einen entsprechenden Einzelpuls.*

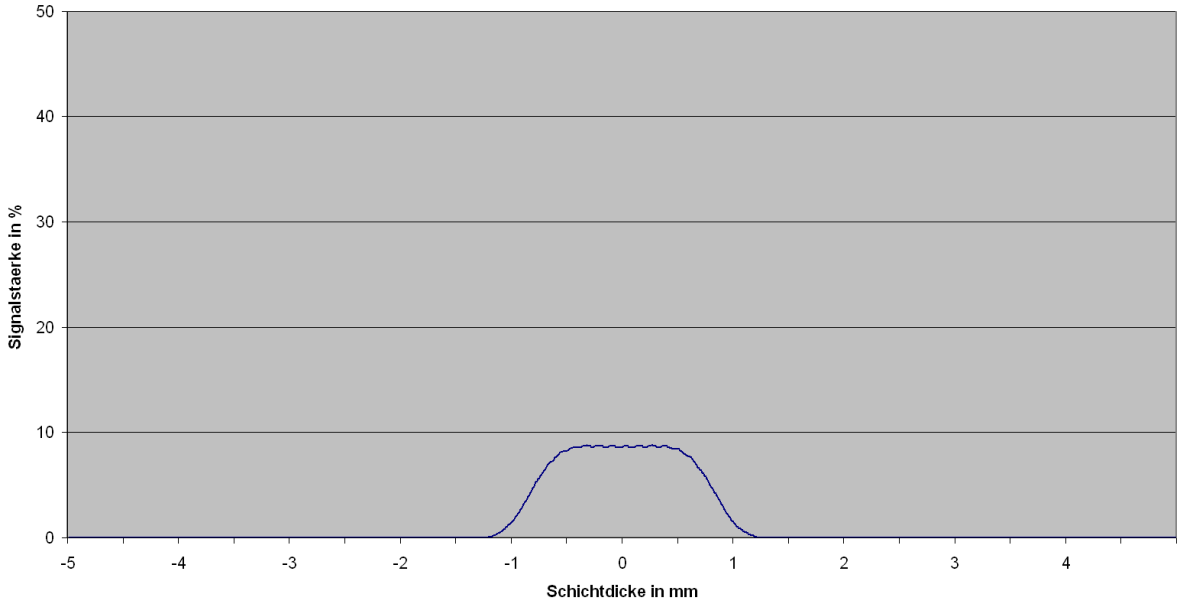

Abbildung 4.13: *Durch die Anwendung eines α-Pulses wird weniger Magnetisierung ausgelesen und somit auch weniger Signal gemessen.*

4.5.4 Verkürzte Pulse

Das Ziel der Sequenzoptimierung ist, die Schichtanregung möglichst zu verkürzen, ohne das Schichtprofil wesentlich zu verschlechtern. Zu diesem Zweck werden der zweite und dritte Puls auf ihre ersten Nullstellen verkürzt, was einer Verringerung des BWTP's entspricht (s. Abb. 4.14). Eine solche Verkürzung führt für einen Einzelpuls zu einer erheblichen Verschlechterung des Schichtprofils. Im Folgenden sind die Variationen den Standardeinstellungen gegenübergestellt:

	Puls 1	Puls 2	Puls 3
Dauer [ms]	2.56	**0.64**	**0.64**
Stützstellen	1024	**256**	**256**
BWTP	5.4	**1.0**	**1.0**
Schichtdicke [mm]	2.0	2.0	2.0
Kippwinkel [°]	90	90	10

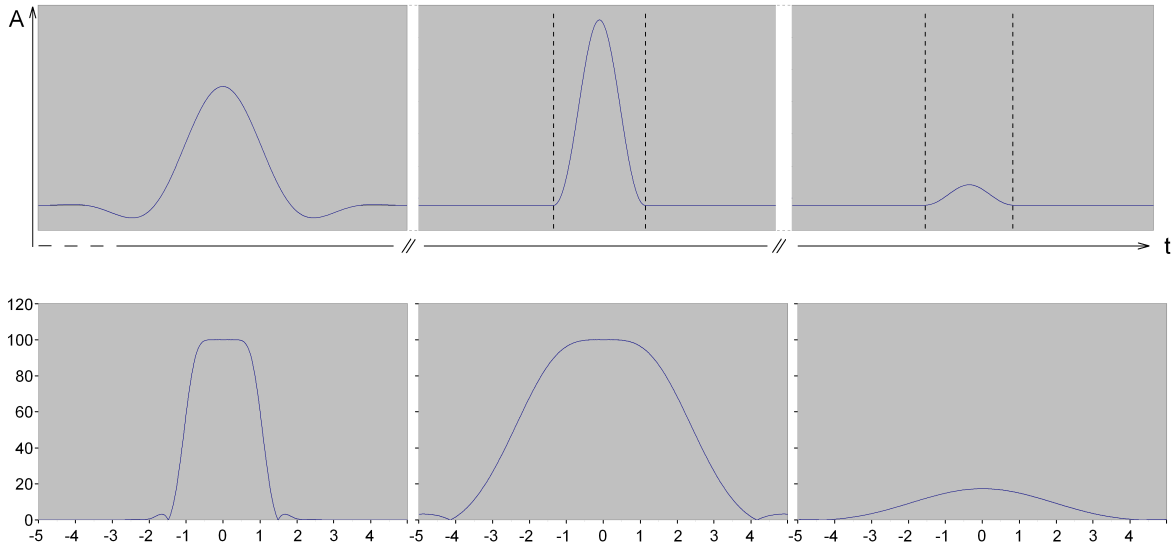

Abbildung 4.14: *(oben) Die hinteren Pulse werden zeitlich von* 2560 μs *auf* 640 μs *verkürzt und besitzen zudem noch ein geringeres BWTP von 1. (unten) Die dazugehörigen Schichtprofile für die Anregung durch einen einzigen Puls zeigen die deutliche Verbreiterung der Schichtprofile des zweiten und dritten Pulses.*

Die sequentielle Anwendung dreier Anregungspulse zur Erzeugung des Echos lässt jedoch erwarten, dass nur das schmalste Anregungsprofil, hier durch den ersten Puls, die Schichtform dominiert. Das so simulierte Schichtprofil ist in Abb. 4.15 dargestellt. Hierbei stellt sich heraus, dass sich das resultierende Schichtprofil von der Rechteckform

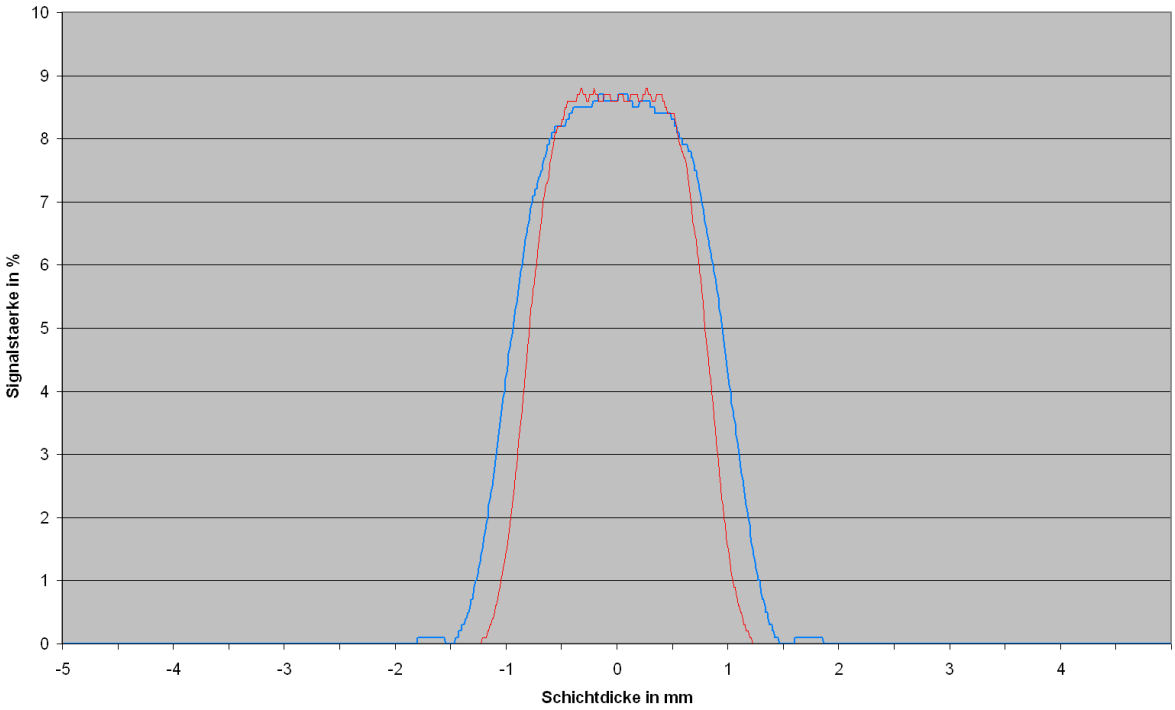

Abbildung 4.15: *Durch die Anwendung verkürzter Pulse und damit verbreiterter Schichtprofile der hinteren Pulse erzielt man eine insgesamt breitere Anregung (blau). Die Referenz der Standardpulse aus Abb. 4.13 ist rot (turboSTEAM) dargestellt.*

entfernt und in der Schichtdicke verbreitert wird.

Abb. 4.16 stellt die verschiedenen Ergebnisse durch eine normierte Darstellung gegenüber. Man nähert sich dem Profil, das durch einen einzelnen 90°-Puls erzeugt wird, an.

4.5.5 Verkürzte und verbreiterte Pulse

Das angestrebte Ziel, ein Rechteck-Schichtprofil in bester Näherung zu erreichen, wird in diesem Abschnitt weiter forciert. Dazu dient eine verbreiterte Schichtanregung des zweiten und dritten Pulses.

	Puls 1	Puls 2	Puls 3
Dauer [ms]	2.56	0.64	0.64
Stützstellen	1024	256	256
BWTP	5.4	1.0	1.0
Schichtdicke [mm]	2.0	**2-6**	**2-6**
Kippwinkel [°]	90	90	10

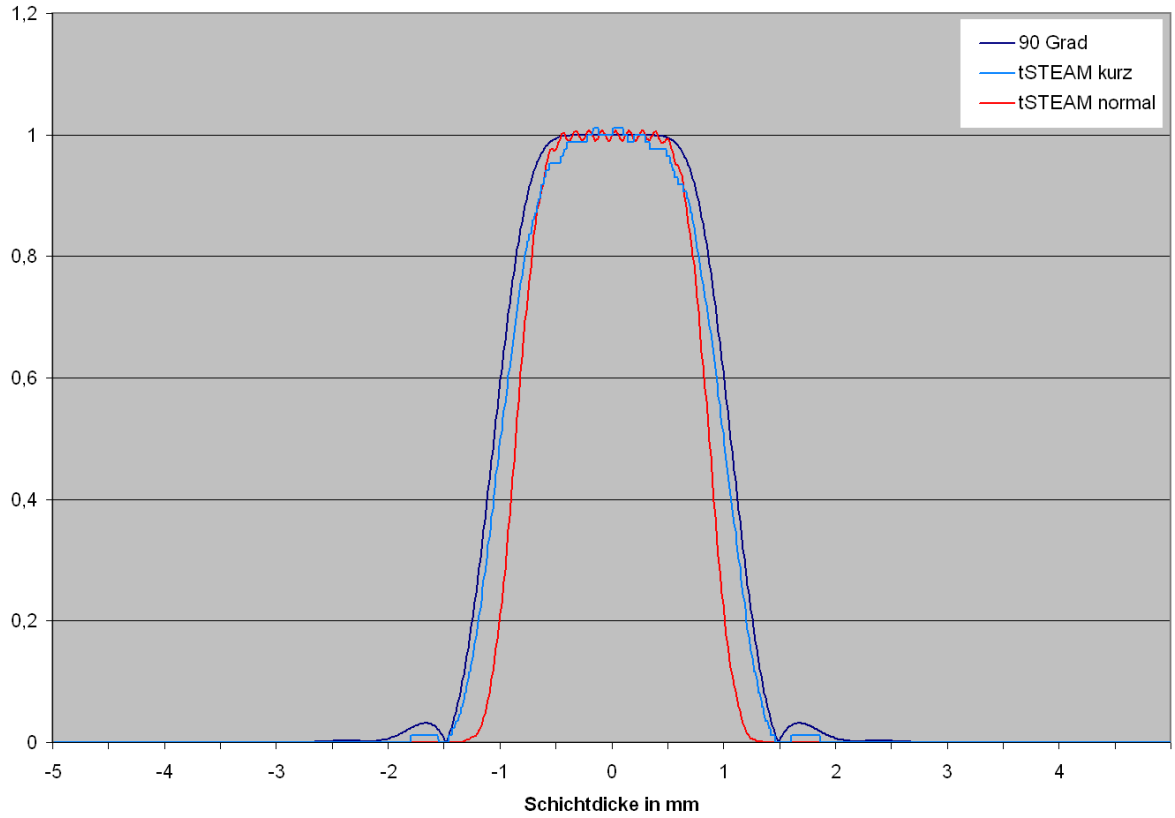

Abbildung 4.16: *Durch die normierte Darstellung der Schichtprofile aus der Anregung eines einzelnen* 90°*-Pulses („90 Grad“),* 90°-90°-10°*-Anregung („turboSTEAM normal“) mit Standardpulsen und einer* 90°-90°-10°*-Anregung („turboSTEAM kurz“) mit verkürzten Pulsen wird der Unterschied im Schichtprofil verdeutlicht.*

Durch die verbreiterte Schichtanregung der hinteren Pulse wird das resultierende Schichtprofil nicht betroffen, da das schmalste Einzelschichtprofil des jeweiligen Anregungspulses die Schichtdicke dominiert. Nur der zentrale Teil der örtlichen Anregung vom zweiten und dritten Puls prägt die Schichtform. Ist dieser zentrale Teil hinreichend konstant, ergibt sich die resultierende Schicht fast ausschließlich aus dem ersten Anregungspuls. In Abb. 4.17 wurden nun die hinteren Pulse mit einer Schichtdicke versehen, die sich von 2-6 mm erstreckt. Die Simulation ergibt damit in der Tat resultierende Schichtprofile, die trotz verkürzter Anregungsdauer nicht zu stark vom Rechteckprofil abweichen. Je breiter das Schichtprofil der hinteren beiden Pulse ist, desto mehr entwickelt sich das Schichtprofil zu einer Rechteckfunktion hin (vgl. Abb. 4.18).

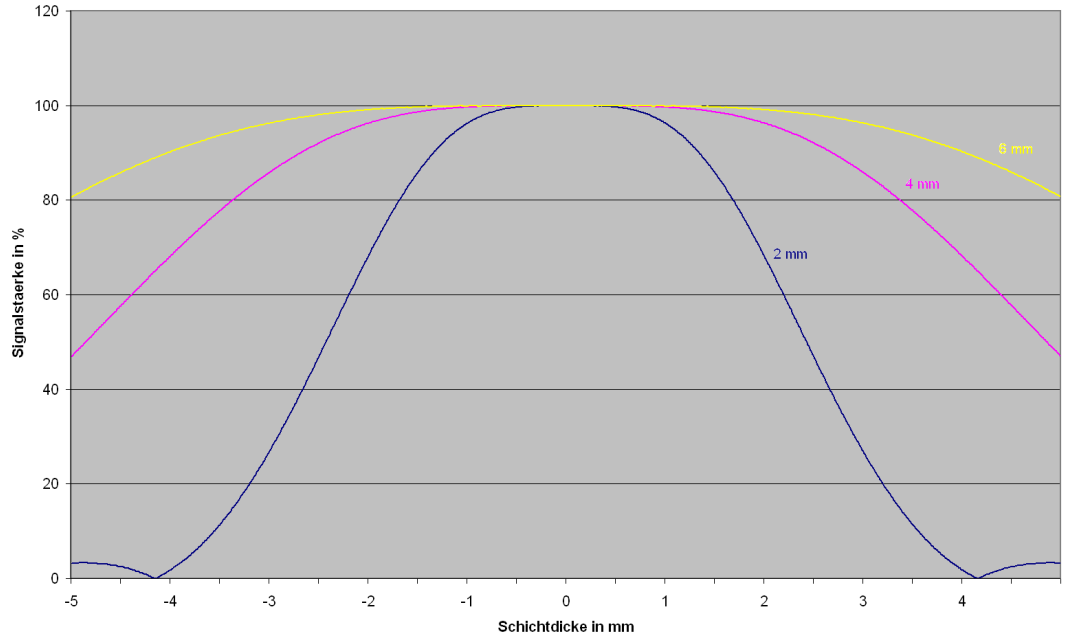

Abbildung 4.17: *Eine dickere Schichtanregung macht sich in den einzelnen Schichtprofilen bemerkbar. Hier wird ein verkürzter 90°-Puls untersucht, wenn man die Schicht von 2 bis auf 6 mm verbreitert.*

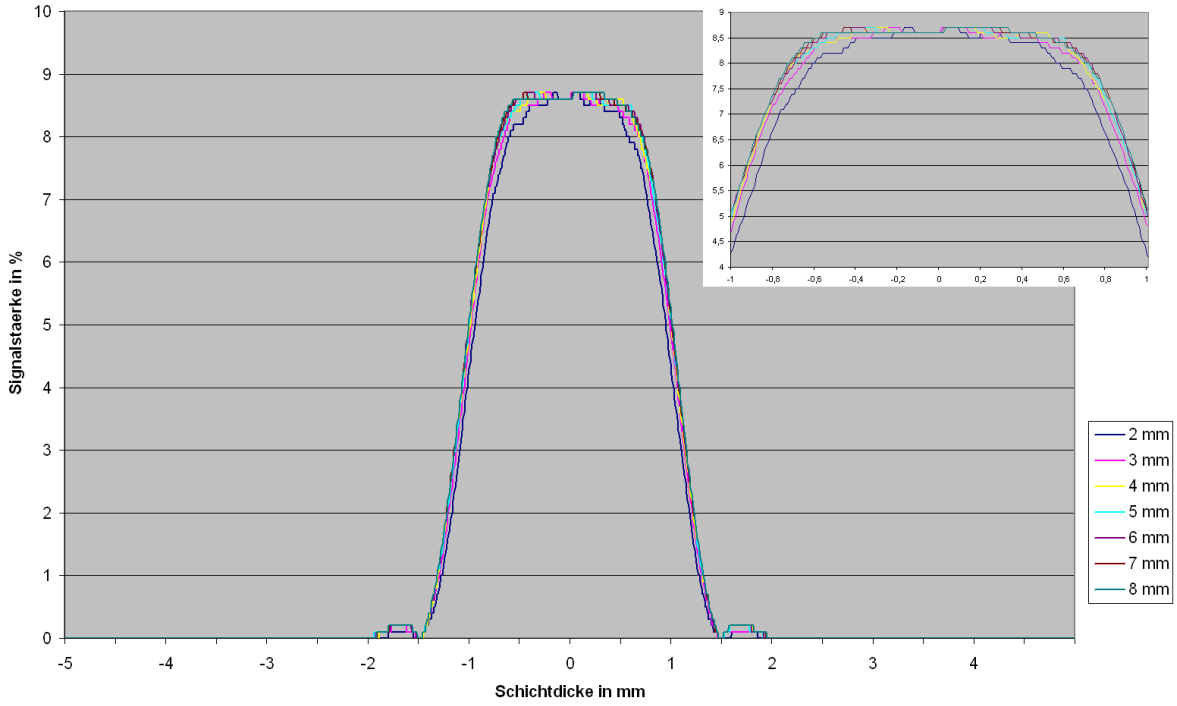

Abbildung 4.18: *Für verschiedene Einstellungen der Schichtdicke der hinteren Pulse, die sich von 2-8 mm erstrecken, sind die insgesamt resultierenden Schichtprofile aufgetragen. Die Form der Profile passt sich der Rechteckfunktion umso besser an, je größer die Schichtdicke gewählt wird (vergrößerte Detailansicht).*

4.6 Zusammenfassung der Simulation

In diesem Kapitel wurde mit verschiedenen Einstellungen der Anregungspulse versucht, die Sequenz so zu optimieren, dass signalintensivere Bilder aufgenommen werden können. Das Ziel, die Schichtprofile in der simulierten Sequenz zu optimieren, wird eindeutig erreicht.

Abb. 4.19 zeigt den Vergleich zwischen einer 90°-Anregung und der optimierten Version, in der die hinteren Pulse von 2560 μs auf 640 μs verkürzt worden sind. Es

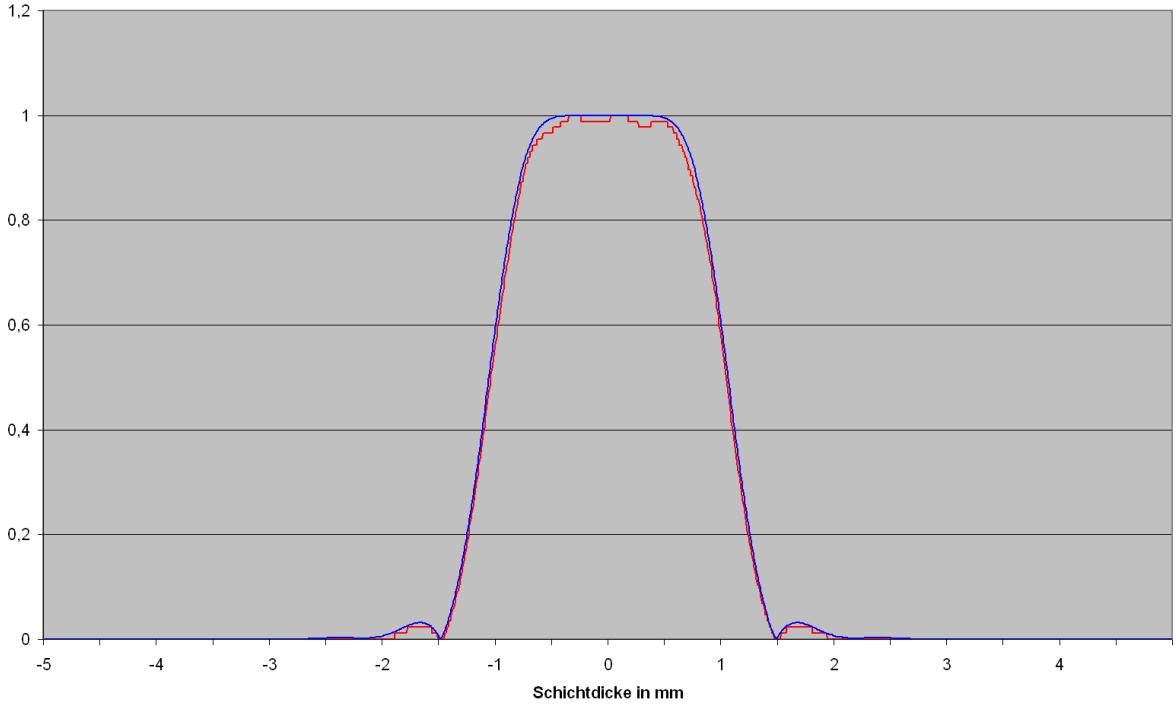

Abbildung 4.19: *Die blaue Kurve zeigt das Schichtprofil einer einzelnen 90°-Anregung und die rote das Profil eines stimulierten Echos mit doppelter Schichtdickenanregung der hinteren Pulse. Das Schichtprofil wird fast vollständig beibehalten.*

ist sehr gut zu erkennen, dass sich trotz Verkürzung der Pulse das Schichtprofil nicht verändert.

5

Experimentelle Optimierung der *turboSTEAM*-Sequenz

Dieses Kapitel befasst sich mit der experimentellen Optimierung der *turboSTEAM*-Sequenz. Alle Optimierungsschritte sind an einem Wasserphantom durchgeführt worden. Neben den Erkenntnissen aus der Simulation wurden weitere zeitverkürzende Einstellungsmethoden implementiert, die zu einem Signalgewinn führen.

5.1 Schichtprofil

Es gilt nun die Ergebnisse aus der Simulation in der Praxis anzuwenden. Es stellt sich heraus, dass praktische Abweichungen von der Theorie auftreten.

Das weite Herausfahren aus dem k-Raum-Zentrum durch einen starken Lesevordephasierer mit einem großen Gradientenmoment führt zu einer Verschlechterung des Bildes, weil entstehende Wirbelströme zu einer fehlerhaften Abtastung des k-Raumes beitragen. Der Lesevordephasierer und die entsprechenden kompensierenden Gradientenmomente werden deswegen im Experiment geringer dimensioniert.

Die in Abb. 4.18 simulierten Schichtprofile zeigen ein Konvergenzverhalten, das sich immer weiter an eine Rechteckfunktion annähert. Es steht in Abhängigkeit von den gewählten Schichtdicke für die Pulse, die nach dem ersten Anregungspuls geschaltet werden.

Im Experiment wird versucht, die theoretischen Vorhersagen zu verifizieren, indem das aufgenommene Signal mit dem von anderen Aufnahmen verglichen wird. Aus den MRT-Bildern lässt sich das Signal-Rausch-Verhältnis (signal to noise ratio = SNR) bestimmen. Dazu werden aus zwei Bereichen (region of interest = ROI) die Signalstärken berechnet. Ein ROI liegt innerhalb des Messobjekts und das andere außerhalb im Hintergrundrauschen. Das Verhältnis vom Signal des Objekts und der Standardabweichung des Rauschens liefert das SNR.

Die Vergleichsmöglichkeit zwischen Simulation und Praxis besteht im folgenden Punkt: je mehr sich das Schichtprofil in der Simulation einer Rechteckform annähert, desto mehr Signal ist bei den Messungen zu erwarten, da sich das Signal aus der größer werdenden Fläche bestimmt.

5.1.1 Einzel-Schicht-Aufnahmen

Anhand dieses Kapitels soll überprüft werden, wie sich die gewonnenen Parametereinstellungen in der Praxis bewähren. So werden im Folgenden die HF-Pulse bis auf den ersten Puls (Schichtdicke $2\,mm$) in der Schichtdicke variiert. Abb. 5.1 stellt den Signalverlauf mit schon verkürzten Pulsen dar. Es findet ein leichter Anstieg des SNR's statt, je breiter das Schichtprofil der α-Pulse ist. Hier wird deutlich, dass die Ergebnisse aus der Simulation für Einzel-Schicht-Aufnahmen zutreffen. Aus dem Konvergenzverhalten des Schichtprofils in Abhängigkeit der Schichtdicke (s. Abb. 4.18) wählt man einen Wert aus, bei dem eine weitere Erhöhung irrelevant wird, da daraus kein starker Signalgewinn resultieren würde. Alle Einzel-Schicht-Aufnahmen werden fortlaufend in dieser Arbeit mit einer Schichtanregung der hinteren Pulse von $4\,mm$ durchgeführt, was einer doppelten Schichtdicke entspricht.

Da dem T_1-Abfall entgegengewirkt werden soll, ist die effizienteste Methode Signal zu gewinnen, die Messzeit zu verkürzen. Jeder α-Puls wird für jede aufzunehmende Linie neu geschaltet, deswegen ist eine zeitliche Einschränkung hierbei sehr wirkungsvoll, weil sich der Zeitgewinn des einzelnen Pulses mit der Anzahl der aufzunehmenden Linien multipliziert.

Die Pulsdauer für die α-Pulse wird von $2.56\,ms$ auf $0.64\,ms$ minimiert. Somit redu-

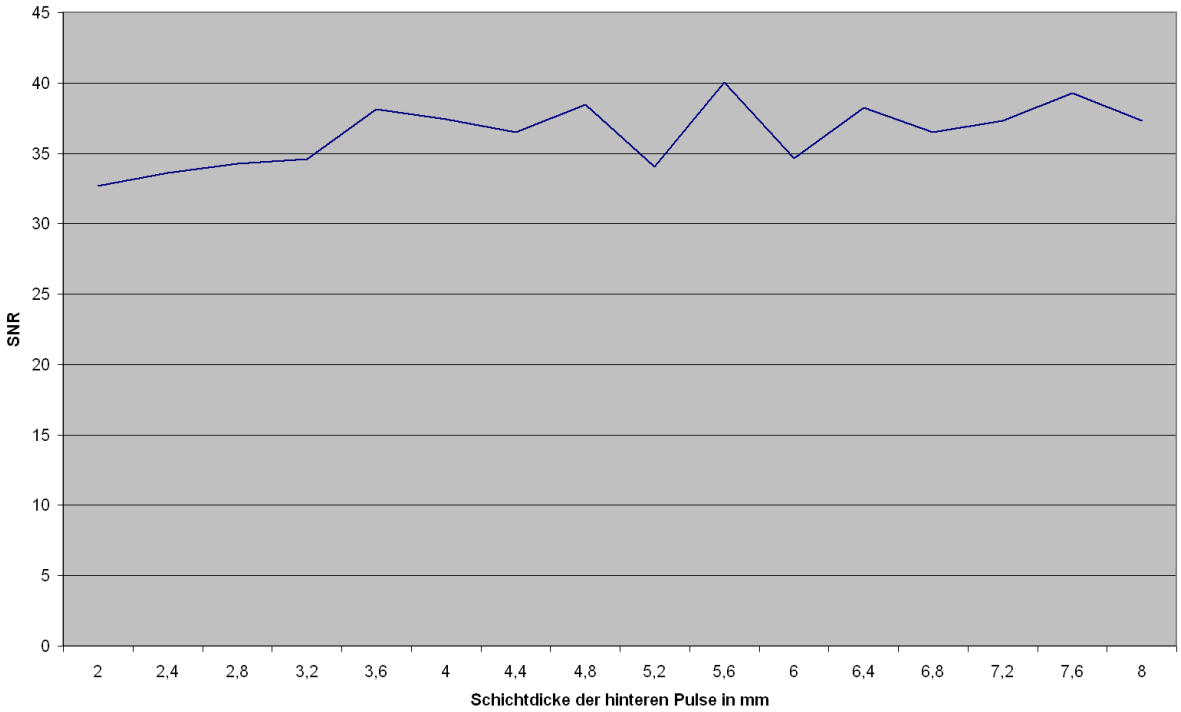

Abbildung 5.1: *Der SNR-Verlauf zeigt einen minimalen Anstieg des Signals in Abhängigkeit von der gewählten Schichtdicke der hinteren Pulse. Dies geht aus Abb. 4.18 hervor, da sich das Profil bei steigender Schichtdicke einer Rechteckfunktion annähert.*

zieren sich die Zeitparameter von/auf bei einer Bandbreite von 180 Hz/Pixel und einer Basisauflösung von 128 Bildpunkten

$$TE = 9.80\,ms \Longrightarrow TE = 7.88\,ms$$
$$TR = 9.53\,ms \Longrightarrow TR = 7.61\,ms,$$

womit man gegenüber den Standardpulsen einen SNR-Gewinn von 64 % - hauptsächlich aus der Sequenzverkürzung - (Abb. 5.2) erzielt.

5.1.2 Mehr-Schicht-Aufnahmen

Die gewonne Erkenntnis, dass Bilder mit vergrößerter Schichtdicke der hinteren Pulse mehr Intensität besitzen, ist nicht auf Mehr-Schicht-Aufnahmen übertragbar. Durch das verbreiterte Schichtprofil der hinteren Pulse der *turboSTEAM*-Sequenz erfahren die Nachbarschichten eine Vorsättigung ihrer Magnetisierung. Dieser Effekt hat Einfluss auf das SNR der entsprechenden Schichten, wenn sie angeregt werden, bevor der Effekt durch vollständige T_1-Relaxation beseitigt worden ist. Da dies jedoch in der Regel bei

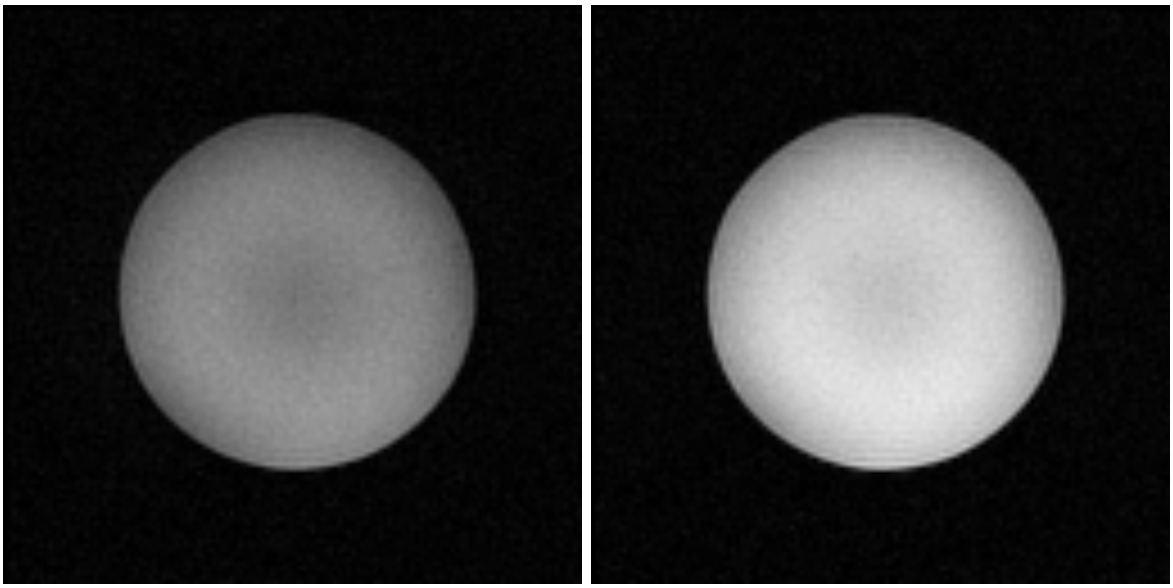

Abbildung 5.2: *(links) Standard Pulse und (rechts) verkürzte Pulse zeigen den Unterschied einer Einzel-Schicht-Aufnahme. Das Signal-Rausch-Verhältnis verbessert sich um* 64 %*, was hauptsächlich aus der Sequenzverkürzung hervorgeht.*

verschachtelten Mehr-Schicht-Aufnahmen nicht erreicht wird, verlieren die Bilder an Signalstärke.

Bei den hier verwendeten Mehr-Schicht-Aufnahmen betrachtet man 20 Schichten, die in 20 s gemessen werden. Jede einzelne Schicht grenzt direkt an die Nachbarschicht. Dabei ist zu beachten, dass ein Modus gewählt wird, mit dem zwei Blöcke aufgenommen werden. Im ersten Block wird jede zweite Schicht detektiert, anschließend werden die ungeraden Schichten aufgenommen, die gerade um eine Schicht verschoben sind. Diese sogenannte *interleaved*-Aufnahme wird benötigt, um einen „cross-talk“ zu vermeiden. Dieser beschreibt den Effekt, dass Nachbarschichten mit angeregt werden. Wenn Schichten durch die HF-Pulse beinflusst worden sind, ist es notwendig die entsprechende T_1-Relaxation abzuwarten, da ansonsten kein vollständiges Signal aus der Schicht gemessen werden kann. Eine Relaxation der Spins wird durch die *interleaved*-Methode ermöglicht, da benachbarte Schichten jeweils in unterschiedlichen Blöcken gemessen werden. Um die Stärke des „cross-talks“ zwischen Nachbarschichten zu bestimmen, wird das SNR einer Schicht aus dem zweiten Block in Abhängigkeit von der Schichtdicke der hinteren Pulse gemessen.

Der Graph in Abb. 5.3 weist jedoch trotz des *interleaved*-Aufnahmemodus einen deutlichen Signalverlust auf, je dicker die hinteren Pulse gewählt werden. Es ist festzustellen, dass eine Anregung über die Nachbarschichten hinausreicht und somit die nächst

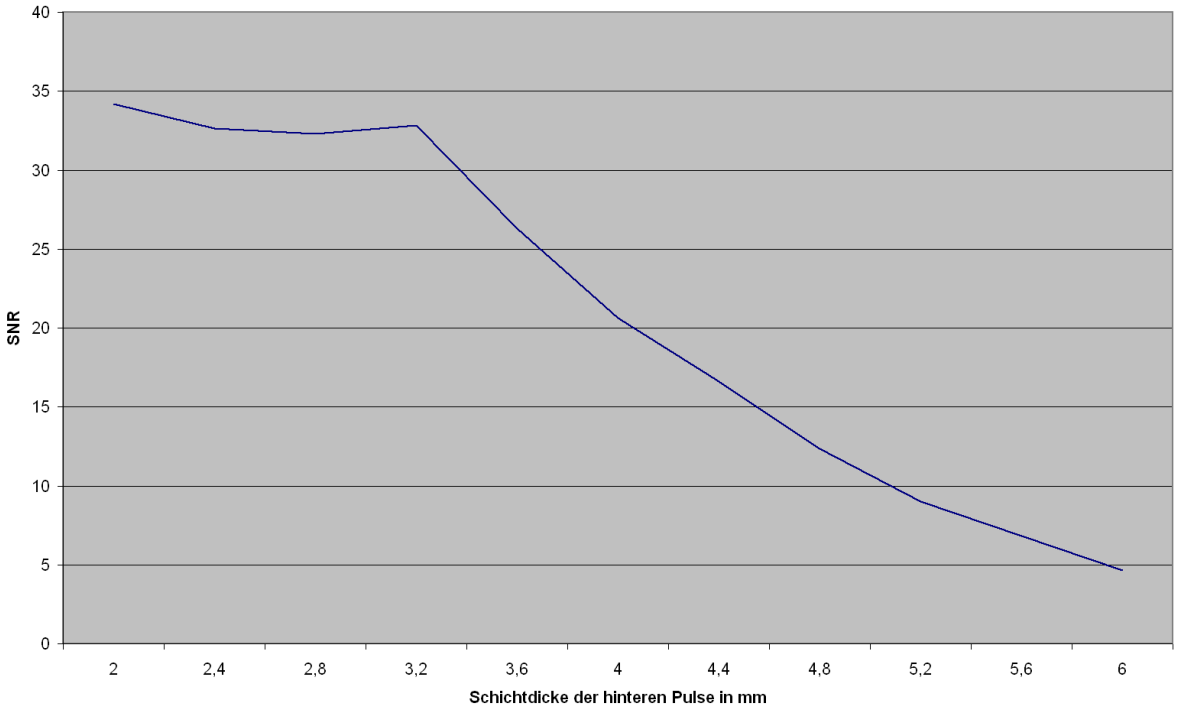

Abbildung 5.3: *Der SNR-Verlauf für Mehr-Schicht-Aufnahmen zeigt einen Abfall des Signals, wenn die Schichtdicke verbreitert wird.*

aufzunehmende Schicht beeinflusst. Folglich muss bei Mehr-Schicht-Aufnahmen darauf verzichtet werden, eine verbreiterte Schichtanregung der hinteren Pulse zu zulassen.

Die folgenden Phantom-Aufnahmen (Abb. 5.4) belegen die graphischen Auswertungen, während bei *in vivo* Messungen nicht so starke Signalverluste zu erwarten sind, da die T_1-Relaxation im menschlichen Gewebe verkürzt ist.

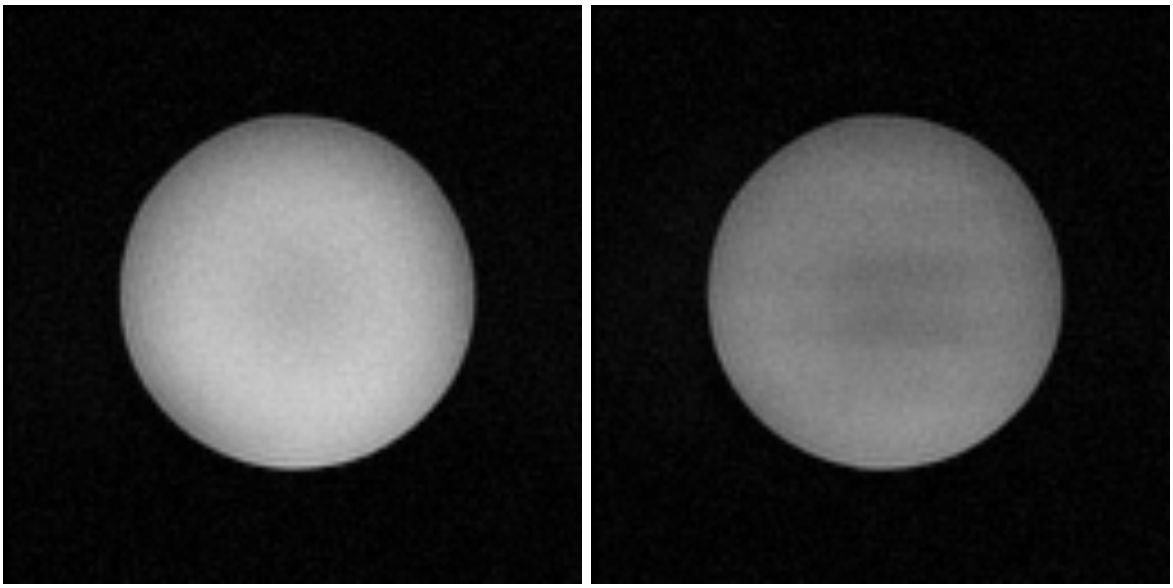

Abbildung 5.4: *Mehr-Schicht-Aufnahmen. Es ist nicht möglich Aufnahmen mit Pulsen durchzuführen, die ein breitere Schicht anregen. (links) eine Aufnahme mit einer Einstellung der Pulse von 2-2-2 mm Schichtdicke. (rechts) eine Aufnahme von 2-4-4 mm, die stark aufgehellt worden ist, da der Signalabfall zu hoch ist.*

5.2 *Partial-Fourier*-Phasenkodierung

Um Zeit zu sparen, werden Bilder häufig aus einer reduzierten Anzahl von Phasenkodierschritten berechnet. Soll die Auflösung dabei unverändert bleiben, muss das FOV um denselben Faktor reduziert werden. Der maximale Gradient bleibt unverändert, nur der Abstand der Linien im k-Raum vergrößert sich.

Zusätzlich lässt sich die Zahl der zu messenden Linien durch sogenannte *Partial-Fourier*-Bildgebung reduzieren. FOV und Auflösung bleiben hierbei unangetastet, allerdings wird das SNR schlechter. Diese Methode beruht darauf, dass aufgrund der Symmetrie des k-Raumes bei phasensensitiver Signaldetektion die Hälfte der in Phasenrichtung aufgenommenen Daten redundant ist. Die Daten der einen Hälfte des k-Raumes lassen sich durch komplexe Konjugation aus den Daten der anderen Hälfte gewinnen.

Jedoch kommt es in der Praxis vor, dass dem aufgenommenen Signal eine Phasenverschiebung aufgeprägt ist. Eine Phasenkorrektur erfordert die Aufnahme von einigen Linien jenseits der k-Raum-Mitte. Aus der Fouriertransformation der zentralen Linien lässt sich die ortsabhängige Phase berechnen. Eine detaillierte Beschreibung der Vorgehensweise findet sich in Margosian et al. [20].

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Basisauflösung von 128 Bildpunkten verwendet. Mit einem rechteckigen FOV von 75 %, das an die Kopfform der Testperson angepasst wird, reduzieren sich die Linien von 128 auf 80. Für die *turboSTEAM*-Sequenz hat sich als günstig herausgestellt, mit einem *Partial-Fourier*-Faktor von 5/8 die Zahl der Linien nochmals von 80 auf 50 Linien zu minimieren. Dadurch verkürzt sich die komplette Messzeit für eine Schicht um 60 %. So wird eine Gesamtmesszeit unter 500 ms erzielt.

Die verkürzte Messzeit besitzt noch einen zusätzlichen Vorteil. Es wird dem T_1-Zerfall entgegegewirkt, so dass ein Signalgewinn von 36 % allein durch den *Partial-Fourier*-Faktor erreicht wird (s. Abb. 5.5).

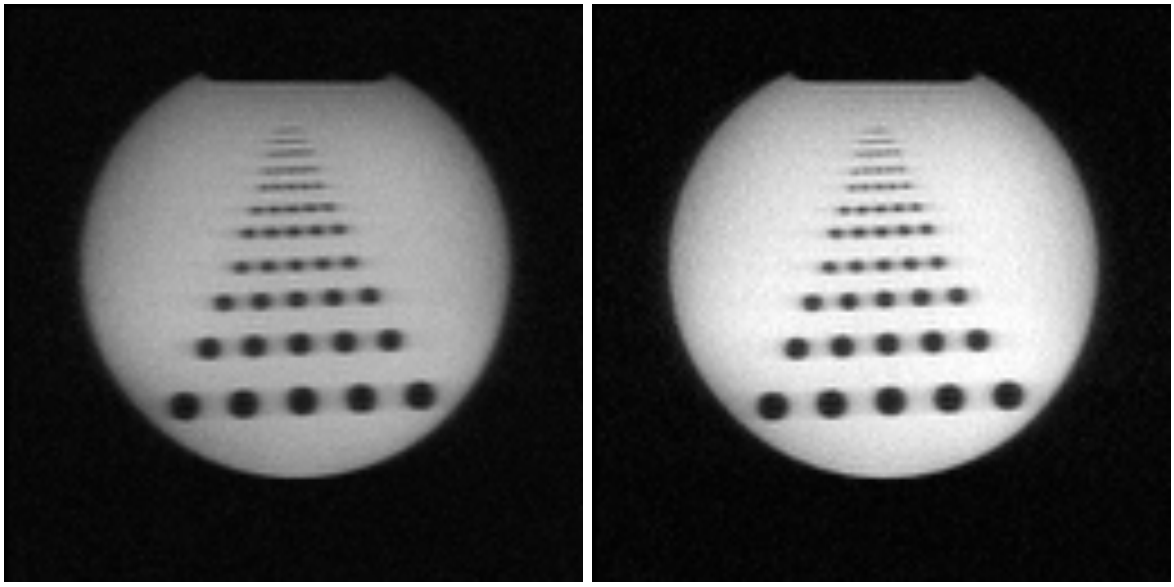

Abbildung 5.5: *(links) Full Fourier und (rechts) Partial-Fourier-Faktor von 5/8*

5.3 Zentrische Phasenkodierung

Wie schon in der Einführung erwähnt ist, befindet sich die Magnetisierung vor dem Auslesepuls, dem α-Puls, in einem gespeicherten Zustand in z-Richtung, der exponentiell mit T_1 abfällt. Dies bedeutet, dass das Signal für die ersten Linien, die aufgenommen werden, am stärksten ist und zum Ende hin immer kleiner wird. Daher hat die Reihenfolge der Phasenkodierschritte durch die sich zeitlich ändernde Signalintensität einen Einfluß auf die Punktspreizfunktion (Point Spread Function = PSF). Sie wird aus dem zeitlichen T_1-Abfall bestimmt. Lineare Datenakquisition bedeutet, dass die äußersten Linien an einem Ende des k-Raumes zuerst aufgenommen werden. In diesem Fall bestimmen diese zuerst aufgenommenen Linien (hohe Raumfrequenzen) die Auflösung

des Bildes. Die zentralen Linien geben den Bildkontrast vor. Bei linearer Datenakquisition (s. Abb. 5.6) wird erst nach der halben Messzeit das k-Raum-Zentrum erreicht. Sind nun in diesem Bereich die Phasenkodierlinien durch den exponentiellen Abfall

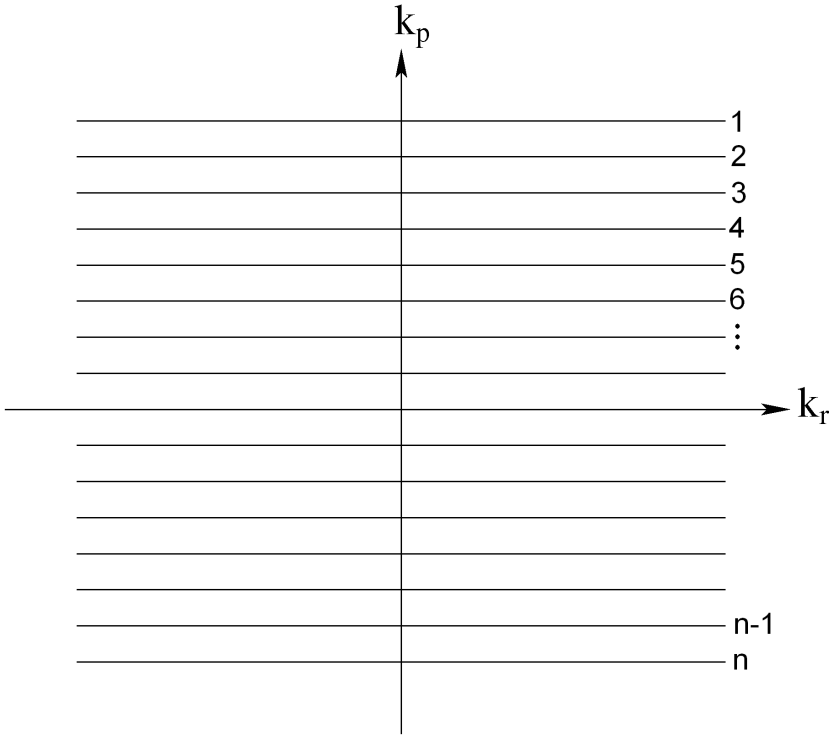

Abbildung 5.6: *Lineare Datenaufnahme. Die Linien werden entlang der Phasenkodierrichtung in chronologischer Reihenfolge aufgenommen.*

abgeschwächt, verliert man an SNR. Es muss nach einer Möglichkeit gesucht werden, die signalstärksten Linien zu Beginn einer Messung für die k-Raummitte auszunutzen. Dies geschieht dadurch, dass die im Zentrum befindliche Linie zuerst abgetastet wird und man anschließend die Linien in alternierender Reihenfolge vom k-Raum-Zentrum aufnimmt.

So erhält man Bilder, die vom Signal intensiver und von der Bildqualität sauberer sind. Dieses Verfahren wurde grundsätzlich für die hier implementierte *turboSTEAM*-Sequenz eingesetzt. Abb. 5.8 zeigt den Gewinn an Signal und Bildqualität.

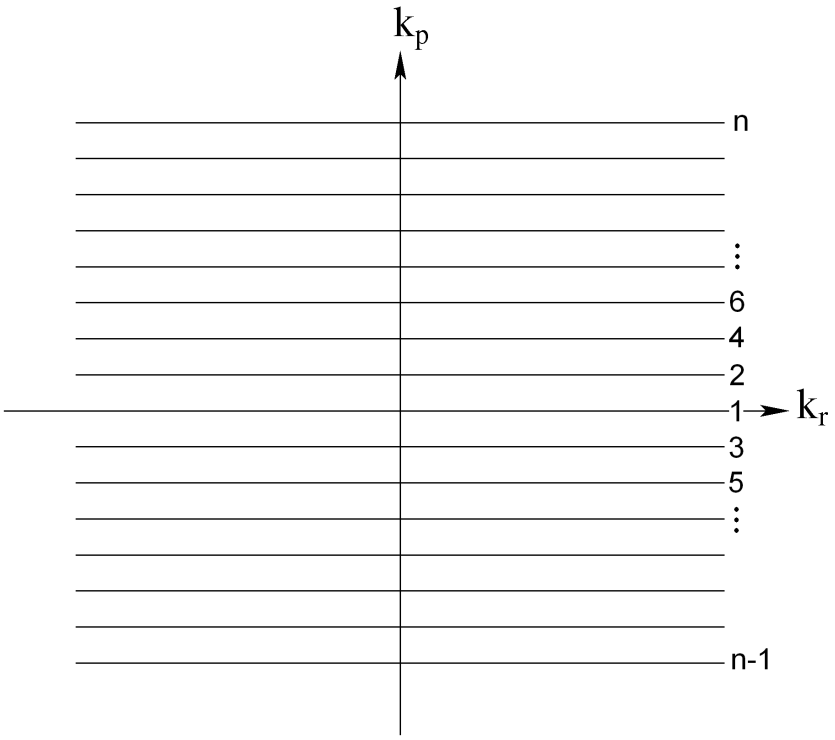

Abbildung 5.7: *Zentrische Datenaufnahme. Die erste Linie, die akquiriert wird, ist in der k-Raum-Mitte. Von dort aus setzt sich die Aufnahme alternierend nach außen hin fort.*

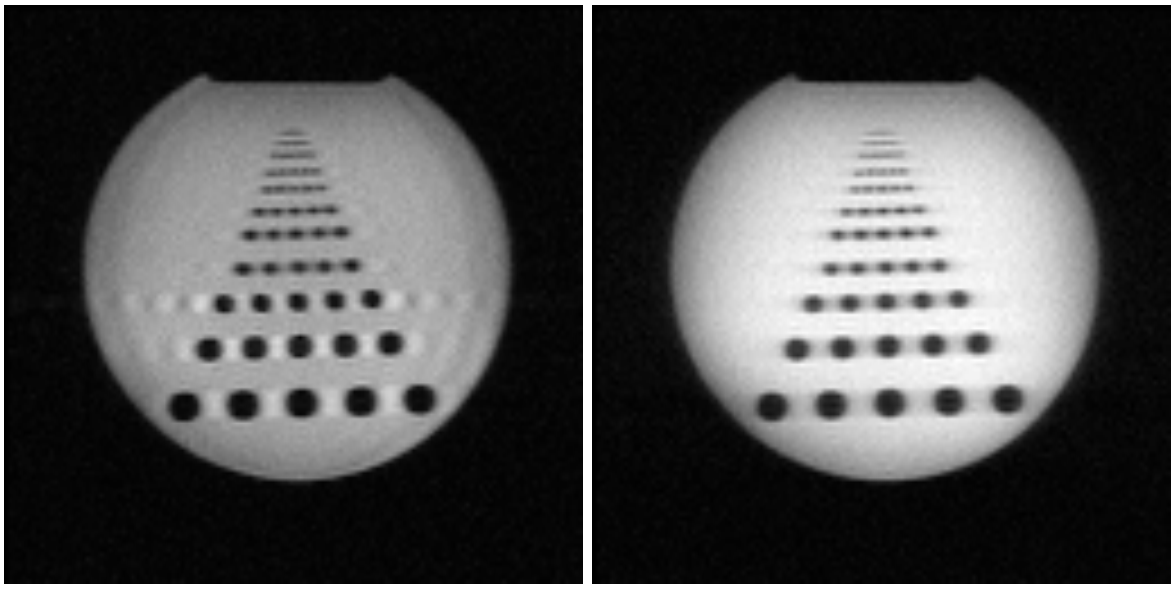

Abbildung 5.8: *(links) Lineare und (rechts) zentrische Datenaufnahme.*

5.4 Variabler Kippwinkel

In diesem Abschnitt wird eine Kippwinkelberechnung durchgeführt, um einen maximalen Nutzen aus der angeregten Magnetisierung zu ziehen. Bei Verwendung stimulierter Echos wird die gesamte Magnetisierung vor dem TM-Intervall gespeichert und anschließend durch die α-Pulse ausgelesen. Das Ziel besteht jetzt darin, die α-Pulse so zu definieren, dass der letzte Puls die gesamte gespeicherte Information ausgelesen hat. Dabei soll eine gleichmäßige Verteilung über die einzelnen k-Raum-Linien vorliegen.

Um den optimalen Kippwinkel für Full-Fourier-Aufnahmen zu berechnen, verwendet man folgende Formel, die sich aus der anschließenden Herleitung aus Gleichung (5.21) und (5.15) zusammensetzt (Näheres in Nolte et al. [21] und Rieseberg et al. [22]):

$$\alpha_{FF} = \arccos\left(exp\left(\frac{TR}{T_1} - \frac{\pi}{2}\frac{\mathrm{FWHM}}{\mathrm{FOV}}\right)\right) \tag{5.1}$$

TR :	Zeit zwischen den α-Pulsen
T_1 :	Spin-Gitter-Relaxationszeit
FWHM :	Full With Half Maximum (Halbwertsbreite)
FOV :	Field Of View (Messfeld)

Bei Messungen mit $TR = 7.61\,ms$, $T_1 = 700\,ms$, FWHM $= 2\,mm$ und FOV $= 256\,mm$ erhält man einen konstanten Kippwinkel von $\alpha = 3.0°$. Ein größerer Kippwinkel steigert zwar das Signal, führt jedoch auch zu einer Verbreiterung der PSF. Das Bild verliert an Schärfe. Um eine korrekte PSF bei erhöhtem Kippwinkel zu gewährleisten, verwendet man einen Ansatz, der variable α-Pulse zulässt.

Für einen exponentiellen Signalabfall soll die Halbwertsbreite (FWHM) der PSF

berechnet werden. Das Signal $S(k) = e^{-\zeta\frac{2|k|}{\Delta k}}$ lässt sich fouriertransformieren zu:

$$\hat{S}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dk\ e^{-ikx}\ e^{-\zeta|k|\frac{2}{\Delta k}} \tag{5.2}$$

$$= \int_{-\infty}^{0} dk\ e^{-ikx}\ e^{-\zeta|k|\frac{2}{\Delta k}} + \int_{0}^{\infty} dk\ e^{-ikx}\ e^{-\zeta|k|\frac{2}{\Delta k}} \tag{5.3}$$

$$= \int_{-\infty}^{0} dk\ e^{-ikx+\zeta k\frac{2}{\Delta k}} + \int_{0}^{\infty} dk\ e^{-ikx-\zeta k\frac{2}{\Delta k}} \tag{5.4}$$

$$= \int_{-\infty}^{0} dk\ e^{k\left(\zeta\frac{2}{\Delta k}-ix\right)} + \int_{0}^{\infty} dk\ e^{-k\left(\zeta\frac{2}{\Delta k}+ix\right)} \tag{5.5}$$

$$= \left[\frac{1}{\zeta\frac{2}{\Delta k}-ix}e^{k\left(\zeta\frac{2}{\Delta k}-ix\right)}\right]_{-\infty}^{0} + \left[-\frac{1}{\zeta\frac{2}{\Delta k}+ix}e^{-k\left(\zeta\frac{2}{\Delta k}+ix\right)}\right]_{0}^{\infty} \tag{5.6}$$

$$= \frac{1}{\zeta\frac{2}{\Delta k}-ix} + \frac{1}{\zeta\frac{2}{\Delta k}+ix} \tag{5.7}$$

$$= \frac{2\zeta\frac{2}{\Delta k}}{\left(\zeta\frac{2}{\Delta k}\right)^2+x^2} \tag{5.8}$$

Das lokale Maximum der Funktion befindet sich bei $\hat{S}(0) = \frac{\Delta k}{\zeta}$. Der x-Wert, der sich bei der Hälfte der Amplitude befindet, gibt die halbe Halbwertsbreite an:

$$\frac{1}{2}\frac{\Delta k}{\zeta} \stackrel{!}{=} \frac{2\zeta\frac{2}{\Delta k}}{\left(\zeta\frac{2}{\Delta k}\right)^2+x_{1,2}^2} \tag{5.9}$$

$$x_{1,2} = \zeta\frac{2}{\Delta k} \tag{5.10}$$

$$\tag{5.11}$$

Mit FOV $= \frac{2\pi}{\Delta k}$:

$$x_{1,2} = \zeta\cdot\frac{\mathrm{FOV}}{\pi} \tag{5.12}$$

$$2x_{1,2} = \zeta\cdot\frac{2\cdot\mathrm{FOV}}{\pi} \tag{5.13}$$

Mit FWHM $= 2x_{1,2}$:

$$\mathrm{FWHM} = \zeta\cdot\frac{2\cdot\mathrm{FOV}}{\pi} \tag{5.14}$$

$$\zeta = \frac{\pi}{2\cdot\mathrm{FOV}}\cdot\mathrm{FWHM} \tag{5.15}$$

Im Folgenden soll der Signalabfall von einem Messpunkt zum nächsten untersucht werden. Das Signal wird berechnet aus der Magnetisierung M:

$$S_i = M_i \ \sin\alpha_i \tag{5.16}$$

So lässt sich das Verhältnis folgendermaßen schreiben:

$$\frac{S_{i+1}}{S_i} = \frac{M_{i+1} \ \sin_{\alpha_{i+1}}}{M_i \ \sin\alpha_i} \tag{5.17}$$

Die Magnetisierung wiederum nimmt durch die T_1-Relaxation ab:

$$M_{i+1} = M_i \ \cos\alpha_i \ e^{-\frac{TR}{T_1}} \tag{5.18}$$

So ergibt sich das Signalverhältnis zu:

$$\frac{S_{i+1}}{S_i} = \frac{\sin\alpha_{i+1}}{\tan\alpha_i} \ e^{-\frac{TR}{T_1}} \tag{5.19}$$

Für den Fall von konstanten Kippwinkeln, $\alpha_i = \alpha_0$, ergibt sich:

$$\frac{S_{i+1}}{S_i} = \cos\alpha_0 \ e^{-\frac{TR}{T_1}} \tag{5.20}$$

Hieraus ist ersichtlich, dass der Signalverlust exponentiell abfällt mit einer Zerfallskonstanten ζ:

$$\zeta = \frac{TR}{T_1} - \ln(\cos\alpha_0) \tag{5.21}$$

Mit Hilfe von variablen Kippwinkeln soll ein exponentieller Signalabfall garantiert werden, der zu einer PSF mit vorgegebener FWHM führt. Deshalb ergibt sich folgender Exponentialansatz:

$$S_i = A \ e^{-i\zeta}. \tag{5.22}$$

Daraus ergibt sich der Signalverlust zu

$$\frac{S_{i+1}}{S_i} = e^{-\zeta} \tag{5.23}$$

Mit Gleichung (5.19) ergibt sich:

$$e^{-\zeta} = \frac{\sin\alpha_{i+1}}{\tan\alpha_i} \ e^{-\frac{TR}{T_1}} \tag{5.24}$$

Nach ζ aufgelöst:

$$\zeta = \frac{TR}{T_1} + \ln(\tan\alpha_i) - \ln(\sin\alpha_{i+1}) \tag{5.25}$$

Die beiden Ergebnisse aus (5.15) und (5.25) werden gleichgesetzt und nach α aufgelöst:

$$\alpha_i = \arctan\left(\sin\alpha_{i+1}\; e^{-\frac{TR}{T_1}+\frac{\pi}{2\;\mathrm{FOV}}\mathrm{FWHM}}\right) \tag{5.26}$$

Jeder Puls besitzt einen anderen Winkel, der in Formel 5.26 berechnet wird, welche den T_1-Abfall im k-Raum berücksichtigt.

Die Rekonstruktionsformel liefert durch einen vorgegebenen Endwert von 90° und denselben, obigen Einstellungen, die in (5.1) eingegangen sind, eine Winkelverteilung für $N = 128$ Linien, die von

$$\begin{aligned} \alpha &= 5.53^\circ \\ \alpha &= 5.55^\circ \\ \alpha &= 5.57^\circ \\ \text{bis} \quad &\vdots \\ \alpha &= 35.3^\circ \\ \alpha &= 45.0^\circ \\ \alpha &= 90.0^\circ \end{aligned}$$

geht (s. Abb. 5.9).

Abb. 5.10 zeigt die experimentellen Ergebnisse nach Implementierung des variablen Kippwinkels in der Sequenz, die im Vergleich zu konstanten Kippwinkeln einen SNR-Gewinn von 79 % verzeichnet.

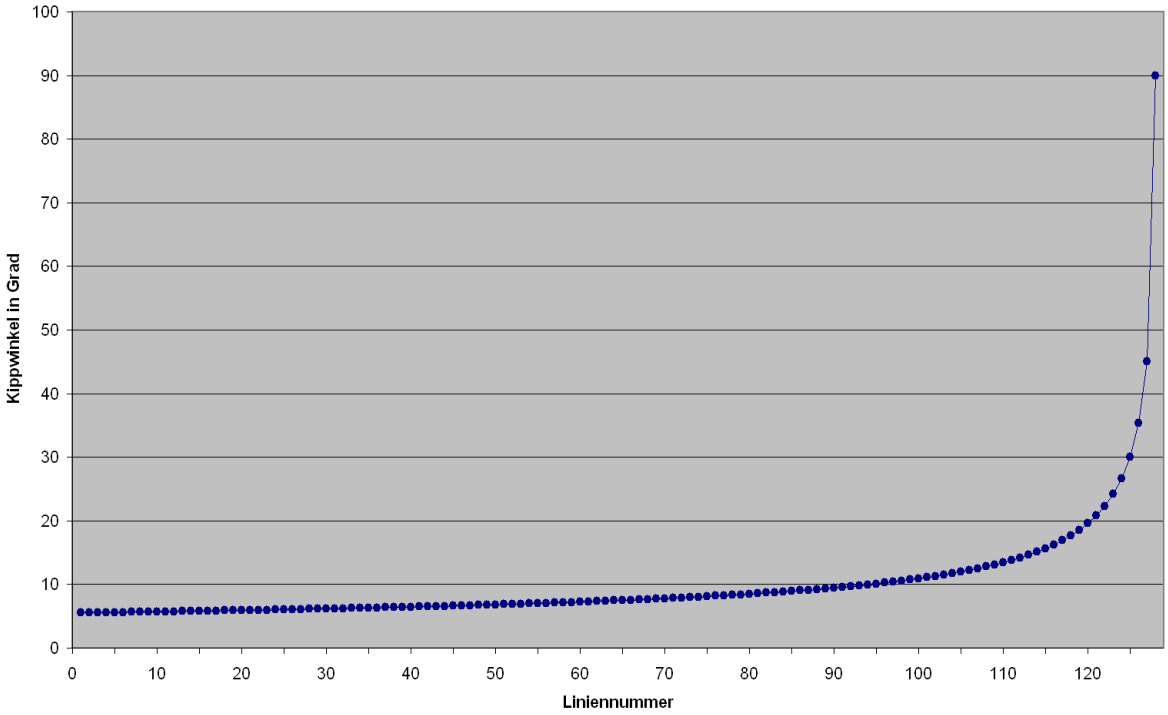

Abbildung 5.9: *Kippwinkelverteilung. Über die rekursive Formel (5.26) ergibt sich eine exponentiell ansteigende Funktion des Auslesepulses α.*

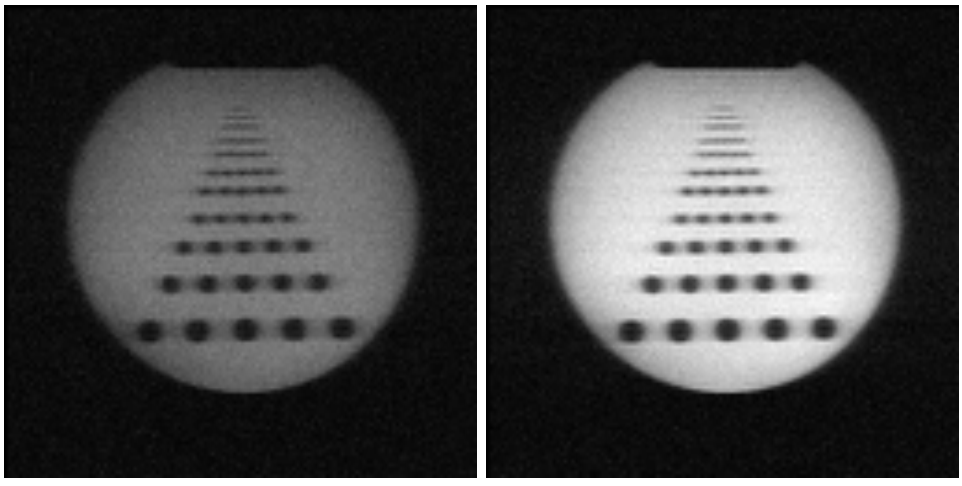

Abbildung 5.10: *(links) Konstanter und (rechts) variabler Kippwinkel. Die Wahl des variablen Kippwinkels erzielt einen Gewinn im SNR von 79 %.*

6

Bildrekonstruktion

Das angestrebte Ziel der MRT-Sequenz-Optimierung ergibt sich als Bildqualität durch eine artefaktfreie Darstellung sowie durch eine Maximierung der Signalstärke. Letztere wird, wie im vorangegangenen Kapitel besprochen, unter anderem durch die *Partial-Fourier*-Technik erreicht, d.h. für die Aufnahme eines Bildes wird nicht der gesamte k-Raum aufgenommen, sondern nur z.B. 5/8 aller Linien. Bei einer vollständigen Aufnahme des k-Raumes wird eine 2D-Fourier-Transformation (FFT) verwendet, um aus dem k-Raum das MRT-Bild zu berechnen. Wenn allerdings der k-Raum unvollständig ist, reicht eine einfache FFT nicht aus. Für die Bildrekonstruktion muss daher der k-Raum zunächst vervollständigt werden, bevor das eigentliche Bild berechnet werden kann.

In diesem Kapitel wird ein Bildrekonstruktionsverfahren vorgestellt, das im Rahmen dieser Arbeit implementiert und für alle Aufnahmen angewendet worden ist. *POCS* (projection onto convex subsets) ist ein iterativer Algorithmus, der sich für Rekonstruktionen von *Partial-Fourier*-Aufnahmen gut eignet. Wie schon im Abschnitt 5.2 beschrieben, erhält man über eine komplexe Konjugation der aufgenommenen Daten im k-Raum Informationen, die zur Rekonstruktion der noch fehlenden k-Raum-Linien dienen. Die zentrale Idee bei der Anwendung von POCS ist es, in jedem Iterationsschritt

eine gleichzeitige Übereinstimmung sowohl der Phase des Bildes mit einem geschätzten Phasenbild als auch der Fouriertransformierten mit den Originaldaten sicherzustellen:

1. Rohdaten werden mit einem Hanningfilter[1] in Phasenrichtung bei dem Übergang von dem aufgenommenen zu dem mit Null aufgefüllten Bereich geglättet.

2. nach einer 2D-Fouriertransformation der Daten wird eine Kopie des Originalbildes im Ortsraum für eine spätere Vervollständigung mit der Phasenschätzung erstellt

3. nach einer inversen Fouriertransformation (FFT) in Phasenrichtung beginnt die POCS-Iteration:

   (a) die aufgenommenen Daten werden mit der aktuellen Schätzung aus der letzten Iteration ergänzt (beim ersten Durchgang mit Null)

   (b) nach einer Fouriertransformation in Phasenrichtung wird durch komplexe Multiplikation der Absolutwert $|\rho_l(x)|$ bestimmt

   (c) dieser wird anschließend mit der Phase $\phi(x)$ des Originalbildes zu einem neuen Bild im Ortsraum multipliziert

   $$\acute{\rho_l}(x) = |\rho_l(x)| \cdot e^{i\phi(x)}$$

   (d) durch Rücktransformation erhält man ein neues abgeglichenes k-Raum-Bild

4. Fouriertransformation in Phasenrichtung erzeugt das endgültige Bild im Ortsraum

Die Iteration wird so lange wiederholt, bis einerseits in den Rohdaten eine große Übereinstimmung zwischen gemessenem und abgeglichenem Bild besteht und andererseits auch die Phasenlage des Originals und des entstandenen Bildes auf dem Bereich der gemessenen Daten in guter Übereinstimmung sind. Der *POCS*-Algorithmus wird in der Literatur als robuster Algorithmus beschrieben, der bereits nach 2-5 Iterationen zu einer Konvergenz führt und dadurch auch nicht Gefahr läuft, durch zu viele Alternierungsschritte einen Phasenfehler hervorzurufen.

Der *POCS*-Algorithmus wurde verglichen mit einem von SIEMENS vorgegebenen Programm *IceProgramOnline2D*, das sich durch eine starke Filterung auszeichnet. Da der von SIEMENS zur Verfügung gestellte Algorithmus jedoch aus urheberrechtlichen Gründen nicht einsehbar ist, wurden in dieser Arbeit ausschließlich Bilder mit dem selbstgeschriebenen *POCS*-Algorithmus verwendet. Im Vergleich zwischen *POCS* und SIEMENS sind kaum Unterschiede auszumachen.

[1] $Hanningfilter(x) = 0.5 \cdot \left(1 + \cos\left(\pi \cdot \frac{(x - k\text{RaumZentrumLinie})}{\text{Linienanzahl}}\right)\right)$

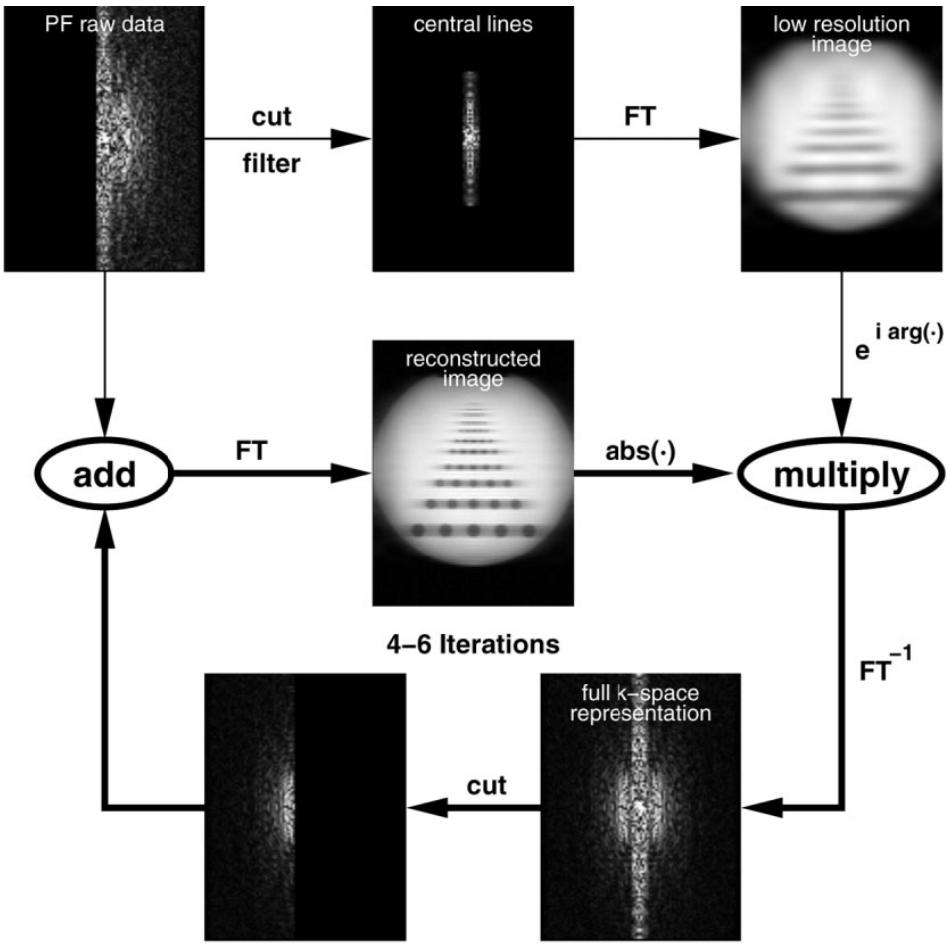

Abbildung 6.1: *Schematisches Diagramm des POCS-Algorithmus. Angefangen mit den Rohdaten des aufgenommenen Bildes setzen sich verschiedene Iterartionsschritte über Phasenschätzungen und -multiplikationen fort. (Die schematische Darstellung ist aus* Rieseberg et al. *[22].)*

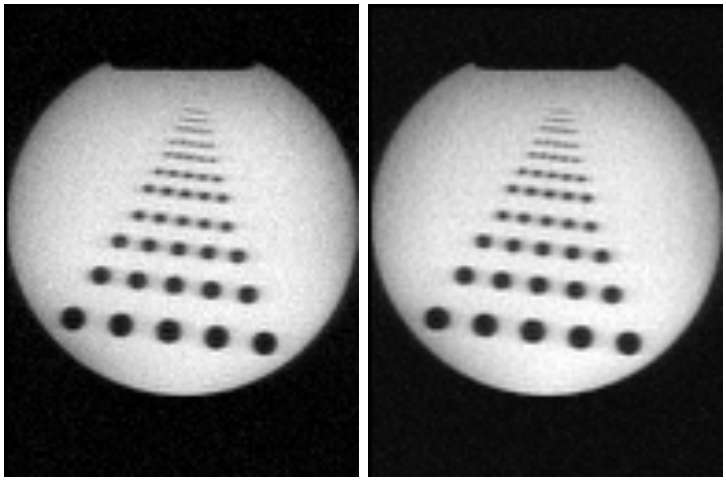

Abbildung 6.2: *(links)* SIEMENS *und (rechts) POCS Bildrekonstruktion*

7

Ergebnisse am Menschen

7.1 *turboSTEAM* am Gehirn

Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurde das Gehirn von gesunden Testpersonen mit Hilfe der *turboSTEAM*-Sequenz abgebildet. Zielvorgabe war eine Bildauflösung von $2 \times 2\,mm^2$, die auf folgende Weise erreicht wurde:

$$\begin{aligned} \text{rechteckiges FOV} &: 160 \times 256\,mm^2 \\ \textit{Partial-Fourier}\text{-Faktor} &: 5/8 \\ \text{Basisauflösung} &: 128\,\text{Bildpunkte} \\ \text{resultierende Datenmatrix} &: 50 \times 128 \end{aligned}$$

Dies bedeutet, dass 50 k-Raum-Linien (stimulierte Echos) mit jeweils 128 Datenpunkten aufgenommen werden, um eine lineare Bildauflösung von $2\,mm$ zu erzielen. Die schichtselektiven Pulse wurden so eingestellt, dass sie zusammen mit den Schichtgradienten eine minimale Schichtdicke von $2\,mm$ erreichten. Die Aufnahmezeit TA der *turboSTEAM*-Sequenz hängt nicht nur von der verwendeten Datenmatrix, sondern auch entscheidend von der Wahl der Empfängerbandbreite ab. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Bandbreite auf die Messzeit und das resultierende SNR untersucht. Dazu

wurde die Bandbreite so geändert, dass die Bildaufnahme stets mit möglichst kurzen *TE*-, *TR*- und *TA*-Zeiten realisiert wurde. Aufgrund der übrigen gewählten Messparameter ergaben sich als Funktion der Bandbreite folgende Ergebnisse:

Bandbreite in Hz/Pixel	TE in ms	TR in ms	TA in ms
120	10.68	10.41	536.4
150	8.98	8.72	451.0
180	7.88	7.62	395.5
210	7.10	6.83	355.6
240	6.50	6.24	325.8
300	5.76	5.44	285.4
400	5.76	5.03	264.9
500	5.76	4.78	252.4

Die erreichbare Bildqualität für die einzelnen Bandbreiten bzw. Messzeiten wurde an zwei verschiedenen transversalen Schichtbildern des Gehirns bestimmt. Während die eine Schicht auf Höhe der mit cerebrospinaler Flüssigkeit (CSF) gefüllten Hirnkammern (Ventrikel, s. Abb. 7.1) die Bewertung auch kleiner Bewegungen ermöglichte, gestattete die Wahl einer um 21 mm nach oben zur Schädeldecke verschobenen Schicht die Bewertung der T_1-Kontraste zwischen grauer und weißer Hirnsubstanz.

Beide Schichten zeigen leichte (Strich-)Artefakte bei 120 Hz/Pixel in der hinteren Hirnregion. Zusätzlich entstehen Artefakte im Bereich der Ventrikel, da sich bei längeren Bildaufnahmezeiten Bewegungen in der CSF störend bemerkbar machen. Bei höheren Bandbreiten wird nach folgender Relation das SNR immer schlechter, was in den Abbildungen deutlich sichtbar ist:

$$\mathrm{SNR} \sim \sqrt{TA} \sim \frac{1}{\sqrt{\mathrm{BW}}} \tag{7.1}$$

Für die hier verwendete *turboSTEAM*-Sequenz ergab sich für Aufnahmen des Gehirns eine optimale Bandbreite von 150 Hz/Pixel.

Sequentiell aufgenommene *turboSTEAM*-Bilder aus unmittelbar benachbarten Schichten zeigen keinerlei Signalverschlechterungen, wenn die hinteren Hochfrequenzpulse nicht explizit verbreitert anregen. Dies ist in Abb. 7.2 dokumentiert, die einen Ausschnitt von neun benachbarten Bildebenen aus einer Gesamtzahl von 44 gemessenen Schichten darstellt (Schichtdicke 2 mm, Bandbreite 150Hz/Pixel, Gesamtmesszeit 20 s).

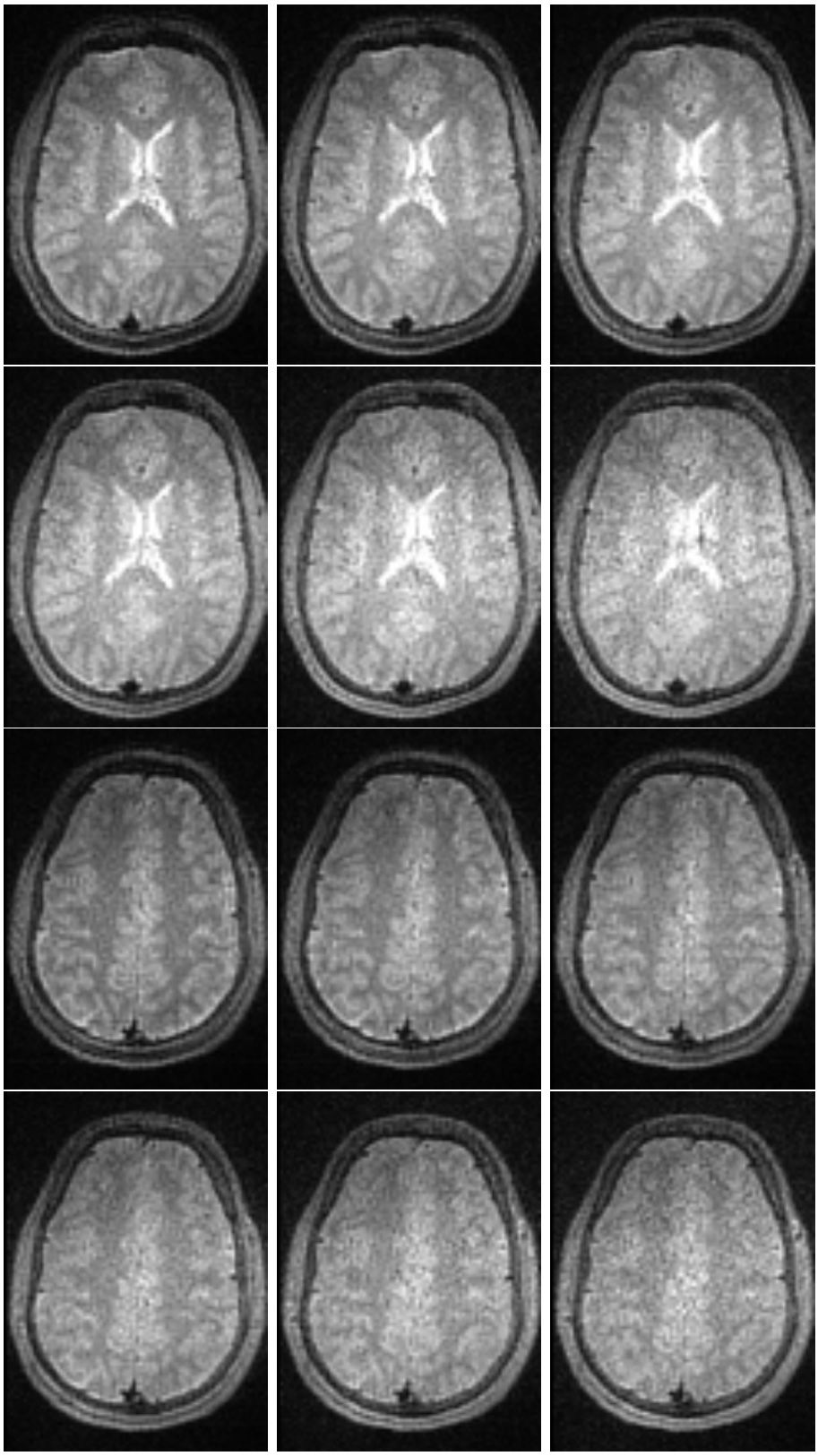

Abbildung 7.1: *Jeweils sechs Bilder entsprechen derselben Schicht auf Höhe der Ventrikel (CSF) bzw.* 21 *mm höher (unterer Teil der Abbildung). Die Aufnahmen unterscheiden sich in ihrer Bandbreite und der dazugehörigen Messzeit. Die sechs Bandbreiten betragen (v.l.n.r)* 120, 150, 180, 300, 400 *und* 500 *Hz/Pixel.*

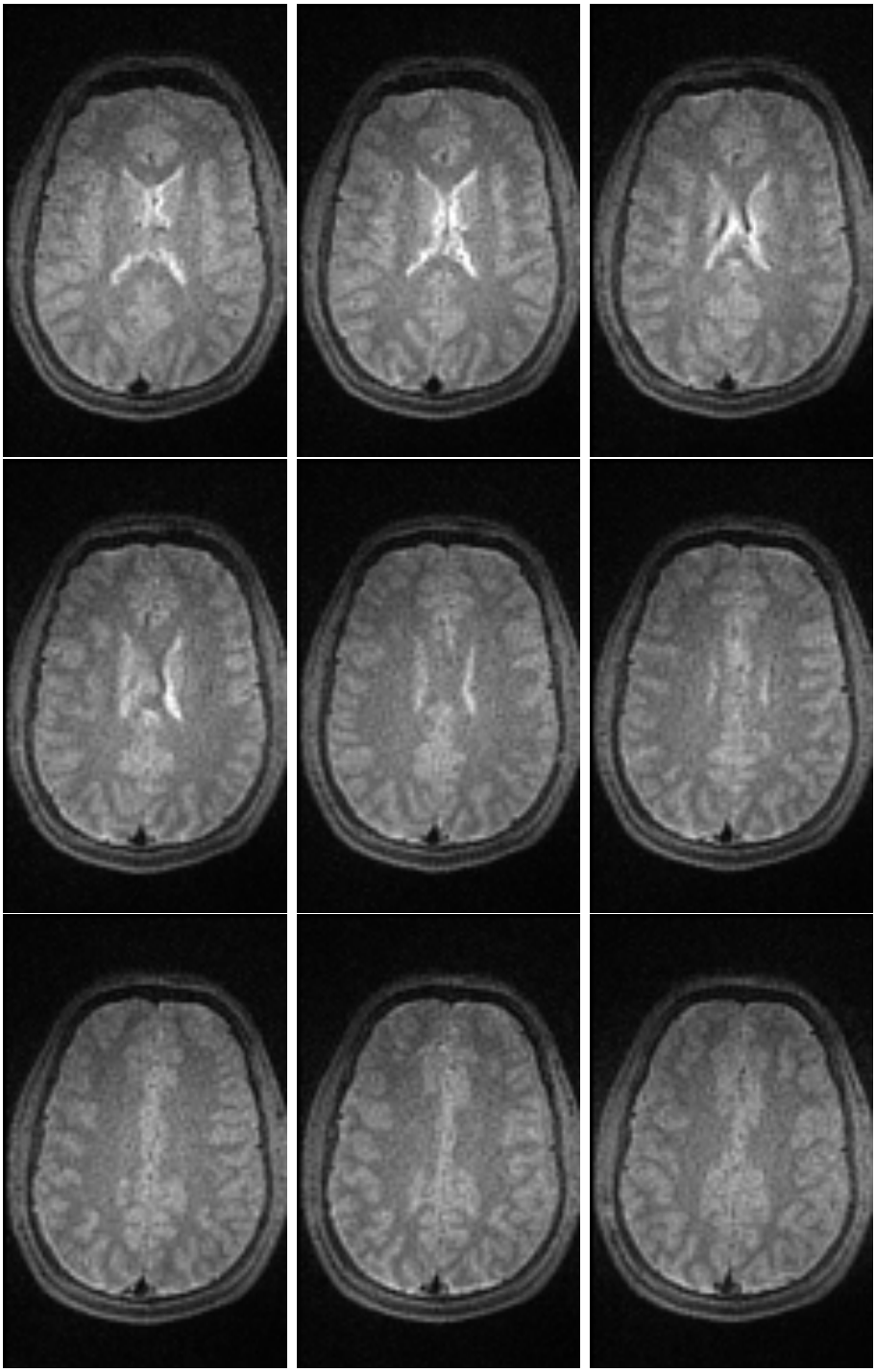

Abbildung 7.2: *Unmittelbar benachbarte turboSTEAM-Bilder (Schichtdicke 2 mm) aus einer Mehr-Schicht-Aufnahme (9/44 ausgewählte Ebenen).*

7.2 *turboSTEAM* am Herzen

Eine ideale Anwendung der *turboSTEAM*-Sequenz lässt sich bei Herzaufnahmen finden. Durch verschiedene Einstellungen wird die Sequenz soweit zeitlich reduziert, dass eine Schicht innerhalb der diastolen Phase des Herzschlages aufgenommen werden kann. Durch Erhöhung der Bandbreite auf $500\,Hz$/Pixel vermindert sich die Repetitionszeit TR auf $4\,ms$:

$$\begin{aligned} \text{rechteckiges FOV} &: 212.5 \times 340\,mm^2 \\ \textit{Partial-Fourier}\text{-Faktor} &: 5/8 \\ \text{Basisauflösung} &: 128\,\text{Bildpunkte} \\ \text{resultierende Datenmatrix} &: 50 \times 128 \end{aligned}$$

Dies bedeutet, dass 50 k-Raum-Linien (stimulierte Echos) mit jeweils 128 Datenpunkten aufgenommen werden, um eine lineare Bildauflösung von $2.7\,mm$ zu erzielen. Bei einer Bandbreite von $500\,Hz$/Pixel und mit einer Repetitionszeit TR von $4\,ms$ reduzierte sich die Gesamtmesszeit eines Bildes auf etwa $200\,ms$. Diese Aufnahmezeit ist ausreichend kurz im Vergleich zur T_1-Relaxationszeit des Herzmuskels von $1.2\,s$ bei $3\,T$ [23] und zu einer Herzperiode von etwa $1\,s$. Die schichtselektiven Pulse wurden so eingestellt, dass sie zusammen mit den Schichtgradienten eine minimale Schichtdicke von $5.4\,mm$ erreichten.

Für Herzmessungen verwendet man zum Senden die Körperspule (*Body Coil*) und zum Empfangen die Brustspule (*Body Array Coil*) in Kombination mit der in der Auflagematte integrierten Wirbelsäulenspule (*Spine Coil*). Die Synchronisation der Herzaufnahme mit der Atmung und des Herzschlages erfolgt mit Hilfe eines Atemkissens auf dem Bauch und eines Pulsfühlers am Zeigefinger. Für optimale Herzaufnahmen während der bewegungsarmen Diastole wurde die Datenaufnahme um $300\,ms$ nach dem Pulssignal (entspricht etwa $600\,ms$ nach der R-Zacke im Elektrokardiogramm (EKG)) bei einer Herzrate von ca. 60 Herzschläge pro Minute verzögert eingestellt (Abb. 7.3).

Die Messungen wurden während des Atemanhaltens im eingeatmeten Zustand (End-Inspirationsphase) durchgeführt.

Abb. 7.4 zeigt menschliche Herzaufnahmen, die mit der Atemstillstandtechnik aufgenommen worden sind. Die Schichtdicke beträgt $5.4\,mm$ und die Auflösung innerhalb der Ebene $2.7\,mm$. Der Herzmuskel (Myokard) ist gut sichtbar, während das Blut dunkel (nicht) dargestellt wird. Da nur stationäre Spins, die alle drei Hochfrequenz-Pulse erfahren haben, ein stimuliertes Echo erzeugen, ist der Herzmuskel signalintensiv. Das

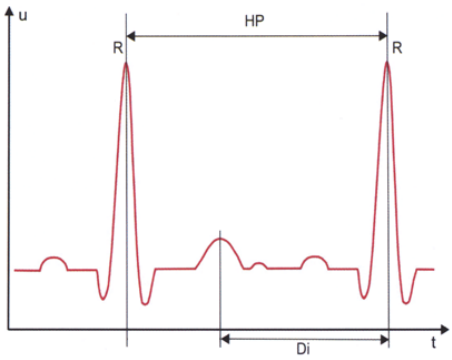

Abbildung 7.3: *Das EKG zeigt die R-Zacke (R), von der die Pulstriggerung gestartet wird. Die Diastole (Di) befindet sich in einer Herzperiode (HP) unmittelbar vor der nächsten R-Zacke.*

Blut in den Herzkammern liefert dagegen aufgrund der dephasierenden Bewegungen kein Signal. Die *turboSTEAM*-Sequenz eignet sich damit in besonderer Weise zur positiven Darstellung des Herzmuskels (s. Frahm et al. [24]).

Zur Feststellung von Pathologien oder Funktionsstörungen muss in der MR-Bildgebung das Herz in bestimmten Schichtpositionen/-orientierungen aufgenommen werden. Aufgrund derzeitiger Beschränkungen des Aufnahmefeldes kann es bei bestimmten Orientierungen zu störenden Einfaltungen kommen. Um dennoch jede gewünschte Schnittebene realisieren zu können, wurden die transversalen Schnittbilder zu einem drei-dimensionalen Datensatz zusammengefügt. Dazu wurde das gesamte Herz (vertikale Ausdehnung ca. $14\,cm$) mit 28 transversalen $5.4\,mm$ dicken Schichten und einer Auflösung von $2.7\,mm$ in der Bildebene während eines Atemstillstandes gemessen. Um einen isotropen Volumendatensatz erstellen zu können, wurde die Messung mit einer um $2.7\,mm$ verschobenen Schichtposition bei einem zweiten Atemstillstand wiederholt.

Bei der Mittelung zweier um die halbe Schichtdicke gegeneinander verschobener Schichten trägt der Überlappungsbereich mit doppelter Signalintensität bei, während die nicht überlappenden Schichtanteile jeweils nur die einfache Schichtintensität besitzen. Die Abb. 7.5 verdeutlicht, wie sich der neue Datensatz zusammensetzt. Damit entspricht die berechnete Schicht im Rahmen der folgenden Messung im wesentlichen dem Überlappungsbereich einer Pseudoschichtdicke von $2.7\,mm$. Durch Mittelung entsprechender Schichten aus den beiden Mehr-Schicht-Messungen lassen sich somit 55 Pseudoschichten im Abstand von jeweils $2.7\,mm$ berechnen.

Der so erhaltene synthetische dreidimensionale Datensatz hat eine isotrope

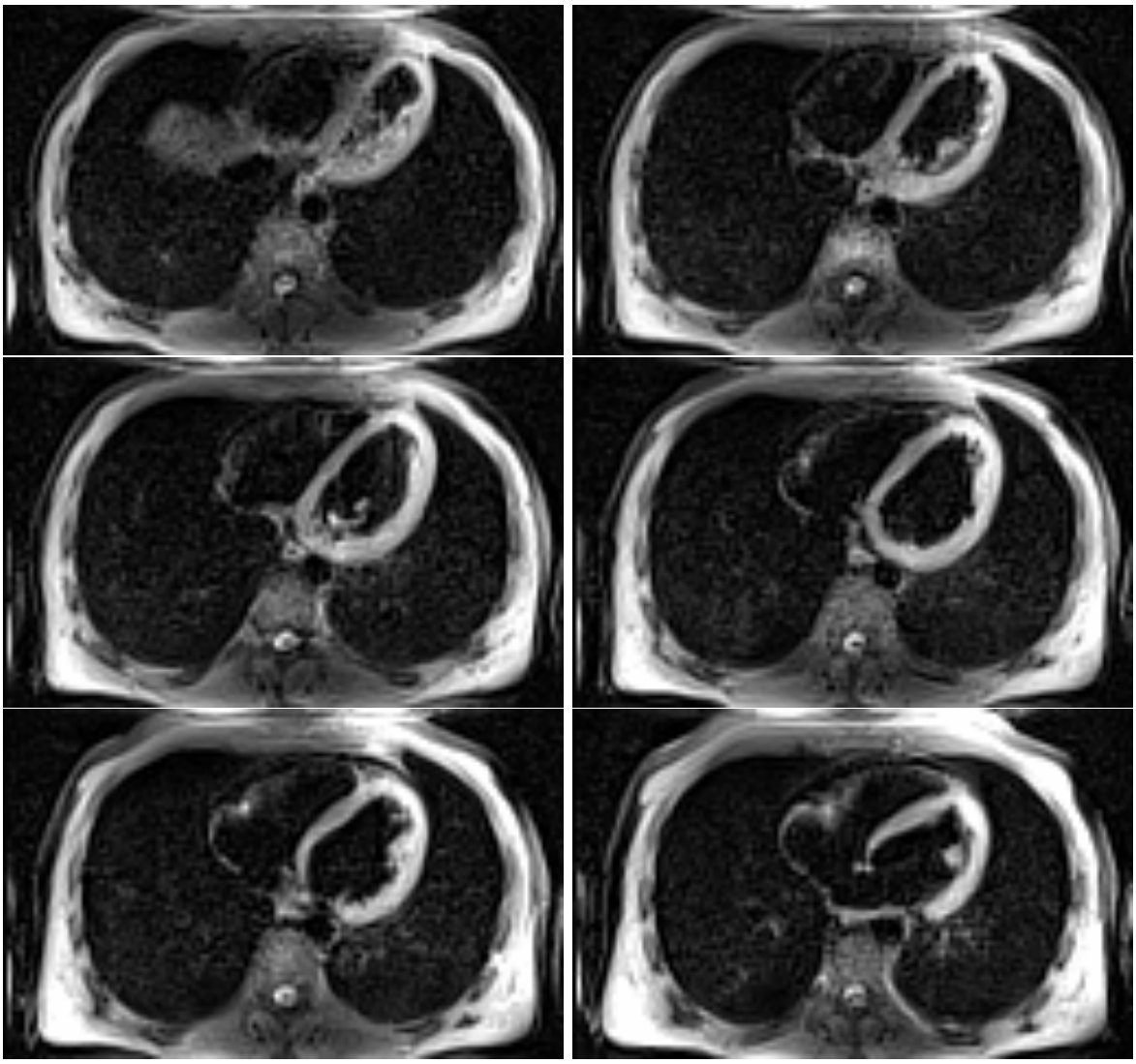

Abbildung 7.4: *Transversale Schichten des Herzens mit einer Schichtdicke von* 5.4 *mm im Abstand von jeweils* 11 *mm (von unten nach oben). Zusätzlich verwendet man einen Fettsättiger (s. Kap. 3.2) zur Unterdrückung des intensiven Signals im Rücken- und Bauchbereich.*

Auflösung von 2.7 *mm*. Abb. 7.6 zeigt drei verschiedene orthogonale Ansichten des Herzens.

Aus dem Volumendatensatz lassen sich mit Hilfe eines SIEMENS-eigenen 3D-Bildbetrachters beliebig orientierte Schichten rekonstruieren (Abb. 7.7). Aus der Transversalaufnahme des Herzens wird die zu rekonstruierende Schicht so positioniert, dass sie sich parallel zum Septum (Herzscheidewand) befindet und durch die Spitze des linken Ventrikels reicht. Aus dieser Einstellung erhält man einen „2-Kammern-Blick“. Ausgehend von dieser Messung kann ein „4-Kammern-Blick“ erzeugt werden, indem die Schicht senkrecht durch die Herzspitze und mittig durch die Mitralklappe gelegt

Abbildung 7.5: *Der neue Datensatz enthält doppelt so viele Schichten wie die beiden Einzeldatensätze. Es wird jeweils eine Schicht aus jeder Messung zur Berechnung der neuen Schicht verwendet. Dazu trägt im Wesentlichen der Schichtanteil bei, der mit der Schicht aus dem anderen Datensatz überlappt (schraffierter Bereich).*

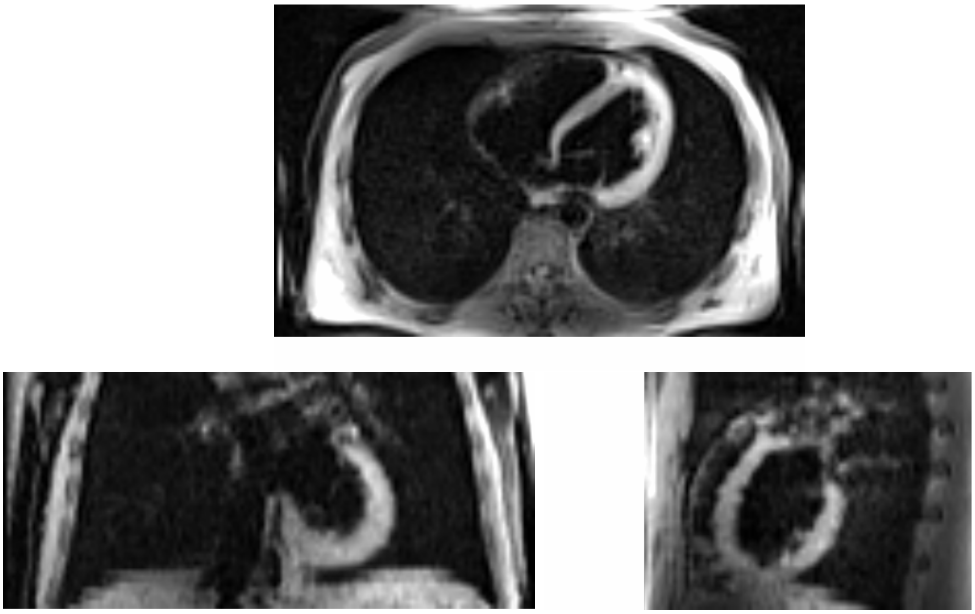

Abbildung 7.6: *Verschiedene orthogonale Ansichten des Herzens mit einer* 2.7 *mm isotropen Auflösung. In der oberen Darstellung eine transversale Schicht zu sehen. Die unteren Bilder zeigen eine koronale (links) und sagittale (rechts) Ansicht aus dem Volumendatensatz.*

wird. Der entstande „4-Kammern-Blick“ dient zur Präparation der „Kurzachsenaufnahme“. Dazu muss die Schicht senkrecht zur Herzklappenebene und annähernd im rechten Winkel zum Septum orientiert werden.

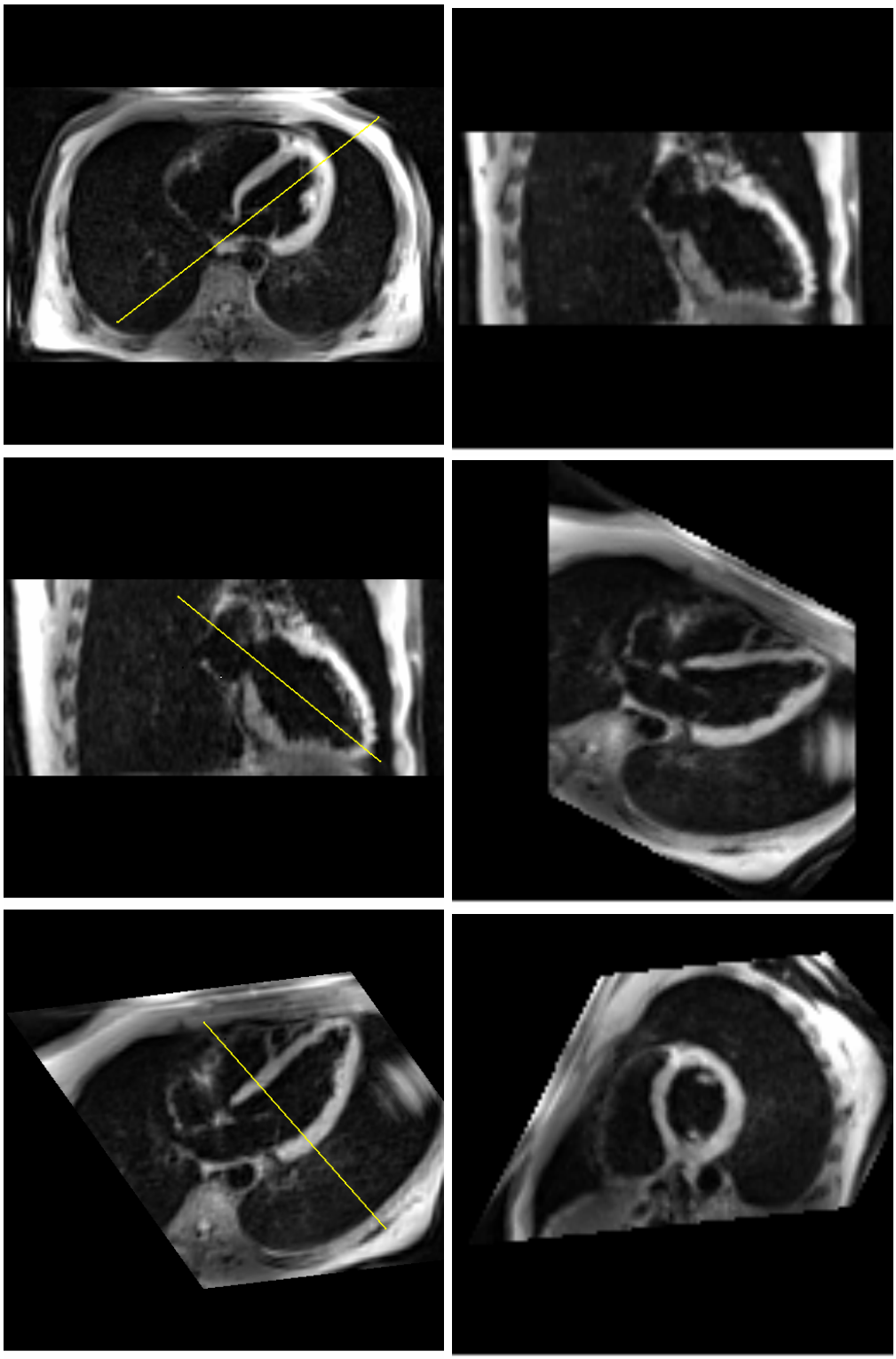

Abbildung 7.7: *Verschiedene Herzansichten, die sich retrospektiv aus dem synthetischen 3D-Datensatz rekonstruieren lassen. (links) Hier wird gezeigt, wie die Schichten positioniert werden müssen, um die gewünschte Ansicht zu erhalten. (rechts) In der obersten Darstellung ist ein „2-Kammern-Blick“ aufgenommen worden. Die Mitte zeigt einen „4-Kammern-Blick“, die unterste Aufnahme eine „Kurzachsenaufnahme“.*

8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde das *turboSTEAM*-Verfahren zur Hochgeschwindigkeits-MRT unter den verbesserten experimentellen Bedingungen eines modernen Hochfeld-MRT Systems grundsätzlich neu aufgebaut. Hierbei wurde jedes einzelne Element der Hochfrequenzimpuls- und Gradientenpuls-Sequenz unter Nutzung der neuen technischen Voraussetzungen (reduzierte Wirbelströme, schneller schaltbare und stärkere Gradientenfelder zur Ortskodierung) so angepasst, dass möglichst schnelle Aufnahmen mit einem guten Signal-Rausch-Verhältnis entstehen konnten. Die Ergebnisse am menschlichen Gehirn und am Herzen belegen eindrucksvoll die erheblich verbesserte Bildqualität gegenüber vergleichbaren Aufnahmen in der Vergangenheit.

Ein zentraler Gesichtspunkt bei der Neuentwicklung der *turboSTEAM*-Sequenz bestand in der Entwicklung kurzer Hochfrequenzimpulse mit ausreichend guten Schichtprofilen. Die hohe Anzahl wiederholter Pulsanregungen innerhalb der Sequenz trägt einerseits erheblich zur Gesamtmesszeit bei. Auf der anderen Seite kann sich ein nichtrechteckiges Schichtprofil einer einzelnen Pulsanregung für das tatsächlich aufgenommene stimulierte Echo dadurch weiter verschlechtern, dass es dreifach (wegen der Verwendung von drei Impulsen für ein stimuliertes Echo) miteinander multipliziert wird. Auf diese Weise kann ein erheblicher Verlust an angeregter Magnetisierung auftreten,

der das Signal-Rausch-Verhältnis des erzielten *turboSTEAM*-Bildes entsprechend beeinträchtigt. Um beide Bedingungen gleichzeitig zu befriedigen, wurde ein Simulationsprogramm entwickelt, das auf der Grundlage einer numerischen Lösung der Bloch-Gleichungen die Wirkung verschiedener Pulsformen auf die resultierende transversale Magnetisierung prüft. Hierdurch ergab sich ein doppelter Gewinn: es konnte nicht nur das Schichtprofil trotz starker Verkürzung einzelner Pulse qualitativ erhalten, sondern gleichzeitig die Signalstärke des Echos gesteigert werden. Der zweite Effekt ist auf die Zeitoptimierung der Sequenz zurückzuführen. Bei einzelnen Schichtaufnahmen, wie sie häufig bei Hochgeschwindigkeitsaufnahmen Verwendung finden, stellte sich zudem heraus, dass die Bildintensität weiter gesteigert werden kann, wenn die α-Pulse eine verbreiterte Schicht anregen, um so einen maximalen Nutzen aus der bereits mit dem ersten schichtselektiven Puls angeregten Magnetisierung zu ziehen.

Das Ergebnis dieser Arbeit bildet die Grundlage für mehrere methodische Erweiterungen und Anwendungen unserer Arbeitsgruppe. In Abstimmung mit bereits klinisch genutzten MRT-Aufnahmen des Herzens ist in Zusammenarbeit mit der Fa. SIEMENS eine Optimierung der Herzanwendung geplant, etwa durch Synchronisation mit dem Elektrokardiogramm und Einführung orthogonal aufeinanderstehender Schichten zur zweidimensionalen Einschränkung des Messfeldes und Vermeidung von Einfaltungen. Eine besondere Stärke der *turboSTEAM*-Sequenz liegt in der direkten Darstellung des Herzmuskels, während die meisten existierenden Verfahren vor allem den Blutfluss im Herzen abbilden. Im Gehirn soll die neue *turboSTEAM*-Sequenz um ein diffusionsgewichtetes Spin-Echo-Modul ergänzt werden, das Kartierungen des Diffusionstensors zulässt und beispielsweise für die Verfolgung von Nervenfaserbahnen eingesetzt wird. In methodischer Hinsicht soll die übliche kartesische Phasenkodierung der *turboSTEAM*-Sequenz durch eine radiale Ortskodierung ersetzt werden. Aufgrund von Vorarbeiten ist zu erwarten, dass sich bei gleichzeitiger Nutzung iterativer Bildrekonstruktionen eine höhere räumliche Auflösung der *turboSTEAM*-Bilder erzielen lässt, so dass auch Aufnahmen mit $50 - 60$ stimulierten Echos zu Bildern mit einer linearen Auflösung von nur $1\,mm$ führen könnten. Schließlich ist eine weitere Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses bzw. eine Verkürzung der Messzeit durch die Kombination mit den Prinzipien der parallelen Bildgebung in Vorbereitung.

Literaturverzeichnis

[1] Schatz G, Weidinger A: *Nukleare Festkörperphysik* (Teubner Studienbücher, 1985).

[2] Siemens AG: *Magnete, Spins und Resonanzen* (Siemens Medical Solutions, 2003).

[3] Liang ZP, Lauterbur PC: *Principles of Magnetic Resonance Imaging* (IEEE Press Series on Biomedical Engineering, 2000).

[4] Elster A, Hg.: *Questions and Answers in Magnetic Resonance Imaging* (Mosby, St. Louis, 1994).

[5] Stark D, Bradley W, Hg.: *Magnetic Resonance Imaging* (Mosby, St. Louis, 1999).

[6] Bloch F, Hansen WW, Packard M: *Nuclear induction*, Phys. Rev., 69 (1946) 127.

[7] Lauterbur PC: *Image formation by induced local interaction: Examples employing nuclear magnetic resonance*, Nature, 242 (1973) 190–191.

[8] Robson MD, Gore JC, Constable RT: *Measurement of the point spread function in MRI using constant time imaging*, Magn. Reson. Med., 38 (1997) 733–740.

[9] Haase A, Frahm J, Matthaei D, Merboldt KD, Hänicke W: *FLASH imaging: Rapid NMR imaging using low flip angle pulses*, J. Magn. Reson., 67 (1986) 258–266.

[10] Frahm J, Haase A, Hänicke W, Merboldt KD, Matthaei D: *Hochfrequenz-Impuls und Gradienten-Impuls-Verfahren zur Aufnahme von schnellen NMR-Tomogrammen unter Benutzung von Gradientenechos*, Deutsche Patentanmeldung P 35 04 734.8, 1985.

[11] Hahn EL: *Spin echoes*, Phys. Rev., 80 (1950)(4) 580–594.

[12] Frahm J, Merboldt K, Hänicke W, Haase A: *Stimulated echo imaging*, J. Magn. Reson., 64 (1985) 81–93.

[13] Frahm J, Merboldt K, Hänicke W: *Localized proton spectroscopy using stimulated echoes*, J. Magn. Reson., 72 (1987) 502–508.

[14] Natt O: *Entwicklung von Verfahren für in vivo NMR-Untersuchungen des Gehirns der Maus*, Doktorarbeit, Georg-August-Universität in Göttingen, Göttingen, 2002.

[15] Frahm J, Haase A, Matthaei D, Merboldt K, Hänicke W: *Rapid NMR imaging using stimulated echoes*, J. Magn. Reson., 65 (1985) 130–135.

[16] Frahm J, Hänicke W, Merboldt K: *Transverse coherence in rapid FLASH NMR imaging*, 72 (1987) 307–314.

[17] Lawrence N, Ke Y, Albert Thomas M: *Flip angle effects in STEAM and PRESS - optimized versus sinc RF pulses*, J. Magn. Reson., 131 (1997) 118–125.

[18] Bronstein I, Semendjajew K, Musiol G, Mühling H: *Taschenbuch der Mathematik* (Harri Deutsch, 1999).

[19] Jochimsen T, Schäfer A, Bammer R, Moseley M: *Efficient simulation of magnetic resonance imaging with Bloch-Torrey equations using intra-voxel magnetization gradients*, J. Magn. Reson., 180 (2006) 29–38.

[20] Margosian P, Schmitt F: *Faster MR imaging methods*.

[21] Nolte U, Finsterbusch J, Frahm J: *Rapid isotropic diffusion mapping without susceptibility artefacts: Whole brain studies using diffusion-weighted single-shot STEAM MR imaging*, Magn. Reson. Med., 44 (2000) 731–736.

[22] Rieseberg S, Merboldt K-D abd Küntzel M, Frahm J: *Diffusion tensor imaging using partial Fourier STEAM MRI with projection onto convex subsets reconstruction*, Magn. Reson. Med., 54 (2005) 486–490.

[23] Sharma P, Socolow J, Patel S, Pettigrew R, Oshinski J: *Effect of Gd-DTPA-BMA on blood and myocardial T_1 at 1.5 T and 3 T in humans*, 23 (2006) 323.

[24] Frahm J, Hänicke W, Bruhn H, Gyngell M, Merboldt K: *High-speed STEAM MRI of the human heart*, Magn. Reson. Med., 22 (1991) 133–142.

Lebenslauf

Ich wurde am 28. April 1981 als Sohn von Dr. Inge Karaus, geb. Schamberger, und Dr. Christian Karaus in Tübingen geboren und bin deutscher Staatsbürger.

In Hürth besuchte ich zunächst von 1987 bis 1991 die Deutsch-Herren-Grundschule, anschließend von 1991 bis 2000 das Gymnasium Bonnstraße (das heutige Ernst-Mach-Gymnasium). Dort beendete ich mit dem Erwerb der Allgemeinen Hochschulreife, dem Abitur, im Juni 2000 die Schule.

Nach meinem Zivildienst begann ich im Oktober 2001 das Studium der Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen. 2003 legte ich dort die Vordiplomsprüfung ab. Mit den mündlichen Diplomprüfungen endete das Hauptstudium im Januar 2006.

Seit Februar 2006 arbeite ich in der Biomedizinischen NMR Forschungs GmbH am Max-Planck-Institut für biophysikalische Chemie in Göttingen. Dort entstand unter Betreuung von Dr. W. Jung und unter Anleitung von Prof. Dr. J. Frahm die Diplomarbeit mit dem Titel „Weiterentwicklung der schnellen Magnetresonanz-Tomografie mit stimulierten Echos“.