The background of the cover is a large, light gray watermark of the seal of the University of Würzburg. The seal is circular and features a central figure, likely a saint or a historical figure, seated on a throne. The figure is surrounded by ornate scrollwork and a banner at the bottom. The text 'UNIVERSITATIS' is visible at the bottom of the seal, and '1583' is visible on the right side. The title of the dissertation is centered over the seal.

Spektroskopische Flussmessung an Pflanzen mittels mobilem Magnetresonanztomographen

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

vorgelegt von

Ralf Kartäusch

aus Dormagen

Würzburg 2015

Eingereicht am
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter Professor Dr. Peter M. Jakob
2. Gutachter Professor Dr. Randolph Hanke
3. Gutachter
der Dissertation

Vorsitzende(r)

1. Prüfer Professor Dr. Peter M. Jakob
2. Prüfer
3. Prüfer
im Promotionskolloquiums

Tag des Promotionskolloquiums:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

KAPITEL 1	EINLEITUNG	1
KAPITEL 2	GRUNDLAGEN DER MR	4
2.1	Spinensemble	5
2.2	Einstrahlung eines Hochfrequenzfeldes	5
2.3	Signalrauschverhältnis	7
2.4	Relaxation der Magnetisierung	7
2.4.1	Bloch-Gleichungen	7
2.4.2	Longitudinale Relaxation	8
2.4.3	Transversale Relaxation	8
2.5	Einfluss von Magnetfeldgradienten	9
2.5.1	k-Raum	9
2.5.2	Frequenzkodierung	10
2.5.3	Phasenkodierung	11
2.5.4	Schichtselektion	11
2.5.5	Wirbelstrom	11
2.6	Einführung in die MR-Sequenzen	12
2.6.1	Spin-Echo	12
2.6.2	Bedingung von Meiboom und Gill	13
2.6.3	Gradientenecho	15
2.6.4	Stimuliertes Echo	16
KAPITEL 3	ENTWICKLUNG EINES FLUSSENSORS	17
3.1	Bau des Magneten	17
3.1.1	Anforderungen	17
3.1.2	Auswahl des Magnetdesigns	18
3.1.3	Optimierung des C-Designs	19
3.1.4	Bestimmung der Homogenität	21
3.1.5	Homogenität des Magneten	21
3.2	Gradientensystem	23
3.3	Anpassung der Polschuhe zur Reduktion der Wirbelströme	24
3.3.1	Wirbelströme ausmessen	25
3.3.2	Ergebnisse	26
3.4	Empfangssystem	28
3.4.1	Solenoidspule	28
3.4.2	Aufklappbare Spule	28

3.4.3	Flexible Spule	30
3.5	Rauschunterdrückung	30
3.5.1	Gehäuse	30
3.5.2	Selektive Schirmung	31
3.5.3	Gleichtaktunterdrückung	31
3.5.4	Ergebnisse	32
3.6	Ansteuerung des Sensors	35
3.7	Diskussion	36
KAPITEL 4 FLUSSMESSUNGEN		38
4.1	Strömungsverhalten von Fluiden	38
4.1.1	Flussprofil	38
4.1.2	Diffusion	39
4.2	Historische Entwicklung	41
4.3	Flugzeitmessungen	42
4.4	Phasenkontrast	43
4.5	Spektrale Flusskodierung	45
4.6	PFG-Methode	45
4.7	AC-Methode	46
4.7.1	Ursprüngliche AC-Methode	46
4.7.2	Optimierte AC-Methode	47
4.7.3	Spektrale 2D Flussmessung	53
4.7.4	Auswertung der AC-Methode	54
4.8	Experimentelle Validierung der AC-Methode	55
4.8.1	Simulation	55
4.8.2	Phantommessungen	56
4.8.3	Ergebnisse	56
4.8.4	Langzeitmessung	59
4.9	Diskussion	60
KAPITEL 5 FLUSSMESSUNGEN AN PFLANZEN		63
5.1	Wassertransport in Pflanzen	63
5.1.1	Xylem	64
5.1.2	Phloem	64
5.2	Material und Methoden	65

5.3	Anwenden der AC-Methode an Pflanzen	66
5.3.1	AC-Methode ohne Lokalisierung	66
5.3.2	2D AC-Methode mit Lokalisierung	67
5.3.3	Vergleich des zeitlicher Verlauf AC-Methode mit und ohne Lokalisierung	71
5.4	Studie: Einfluss der lokalen Beleuchtung	72
5.4.1	Vorgehen	72
5.4.2	Ergebnisse	73
5.5	Diskussion	74
KAPITEL 6 BLOCH-SIEGERT-GRADIENTEN		75
6.1	Einleitung	75
6.2	Theorie	75
6.2.1	Phasenshift durch Bloch-Siegert	77
6.2.2	Ortskodierung mittels B1 -Gradient	77
6.3	Einordnung des Bloch-Siegert Effekts	78
6.4	Einfluss auf die Magnetisierung	79
6.5	BS-SET Bildgebung	81
6.5.1	BS-SET Sequenz	81
6.5.2	Rekonstruktion	82
6.5.3	Aufnahme der B1 -Karte	85
6.6	Hardware	87
6.7	BS-SET Ergebnisse	89
6.7.1	B1 -Mapping	89
6.7.2	Phantommessungen	90
6.7.3	In vivo Messungen	91
6.8	Alternativer Gradientenverlauf: Wurzelförmiger B1-Gradient	92
6.8.1	Entwurf und Konstruktion	92
6.8.2	Bildgebung	94
6.8.3	Bewegungskodierung	95
6.9	Anwendung im Humanbereich	95
6.10	Diskussion	96
KAPITEL 7 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK		98
7.1	Zusammenfassung	98
7.1.1	Sensorbau	98
7.1.2	Flussmessung	98
7.1.3	Bloch-Siegert Phasenkodierung	99

7.2	Ausblick	99
7.2.1	Sensor	99
7.2.2	AC-Methode	100
7.2.3	Bloch-Siegert Shift	101
KAPITEL 8 SUMMARY		102
8.1	Hardware development	102
8.2	Flow measurement	102
8.2.1	Bloch-Siegert phase encoding	103
KAPITEL 9 ANHANG		104
9.1	Bloch-Siegert-Auswertungen	104
9.2	Prototyp Ferrit	105
9.3	Simulation eines wurzelförmigen B_1-Gradienten	106
9.4	Flussmessung am Bambus	107
9.5	Rapsmessungen	109

Kapitel 1

Einleitung

Die weltweite Kalorienversorgung der Bevölkerung wird zu 60 % durch Kartoffeln, Maniok, Mais, Reis, Süßkartoffeln und Weizen gewährleistet, jedoch ist beim Anbau dieser Nutzpflanzen Wasser häufig die limitierende Ressource [1-3]. Aus diesem Grund ist für eine Optimierung der landwirtschaftlichen Produktivität das Verständnis der Wassertransportmechanismen sehr wichtig. Eine Beschreibung dieser Mechanismen bei Pflanzen wurde schon durch die Kohäsionstheorie 1895 von Dixon und Joly aufgestellt [4]. Demnach kann durch die Verdunstung und die Kohäsionskraft das Wasser im Xylem in große Höhen befördert werden [5]. Die Antriebskräfte des Flusses im Xylem und damit die Validität der Kohäsionstheorie werden aber weiterhin hitzig diskutiert [6-8]. Die Steuerung des Wassertransports ist weitgehend unbekannt, von vielen Faktoren abhängig und außerdem für jede Pflanze spezifisch. Die wirtschaftliche Bedeutung dieser Nutzpflanzen sowie die Lebensmittelversorgung in Entwicklungsländern rückt das Verständnis des Wassertransports in Pflanzen in den Fokus aktueller Forschung (Review [9]). Als wesentliche Szenarien der Forschung sind zum Beispiel Einflüsse wie Trockenstress [10], Kältestress [11] und Beleuchtungsänderungen [12] zu nennen.

Die besondere Anforderung an die Bestimmung des Wassertransports liegt in den geringen Flussgeschwindigkeiten von wenigen Mikrometern pro Sekunde. Möchte man die auftretenden Flüsse in Leitbündeln in der Pflanze lokalisieren, so werden Auflösungen im Bereich von 10-1000 μm benötigt [13]. Diese langsame Dynamik hat zur Folge, dass die Antwort auf Stresssituationen erst mit Verzögerung von bis zu mehreren Tagen als Flussänderungen in der Pflanze zu bestimmen ist.

Um den Fluss in Pflanzen zu messen, wurden verschiedene Techniken entwickelt. Es finden sich vor allem Messverfahren, die auf einer Markierung des Wassers beruhen. So wird in [14] der Wassertransport mit Radioisotopen bestimmt. In [15] wird analog dazu die Pflanze lokal erwärmt und aus der in der Pflanze transportierten Wärme auf den Wasserfluss geschlossen. Diese Techniken weisen aber Nachteile auf, wie beispielsweise invasive Eingriffe, welche die Reaktion der Pflanze beeinflussen können. Weiterhin wird durch die indirekte Messung die qualitative Messung des Wasserflusses erschwert. Zusätzlich liefern die Techniken keine orts aufgelösten Informationen.

Die Magnetresonanztomographie (MRT) kann neben einer orts aufgelösten Darstellung des Wassers auch den Wassertransport selbst nichtinvasiv messen. Bei entsprechend hoher Feldstärke des Tomographen, wie in [16] bei 17 T gezeigt, können einzelne Leitbündel und die Anatomie der Pflanzen dreidimensional dargestellt werden. Aufgrund ihres beschränkten

Probenvolumens können herkömmliche Tomographen in vivo Messungen nur an wenigen Pflanzenarten ermöglichen.

In der Literatur sind bereits einige technische Lösungen dieser Herausforderungen zu finden [17-23]. Hierbei entwickelte Tomographen sind mobil und erlauben folglich die Messung im Feld. Ein für die Messung an Pflanzen geeignetes Design muss leicht zugänglich sein, so dass zum Beispiel der Stängel der Pflanze in die Messeinheit der Geräte eingebracht werden kann ohne die restlichen Teile der Pflanze, zum Beispiel die meist viel größeren Blätter oder Blüten, zu beeinträchtigen. Ein solcher Aufbau ermöglicht auch die Untersuchung des Wassertransports großer Pflanzen, die in herkömmlichen Tomographen nicht gemessen werden können. Mobile Tomographen bringen aufgrund der sich daraus ergebenden technischen Beschränkungen allerdings ein geringeres Magnetfeld mit, das sich meistens im Bereich von 0,2 bis 1,0 T bewegt [19-28]. Dies hat zur Folge, dass die erreichbare Ortsauflösung beschränkt ist [29] und diesem Umstand durch eine spezielle Anpassung der Flussmessverfahren Rechnung getragen werden muss.

Flussmessungen mittels Magnetresonanz (MR) wurden schon 1984 von Van As et. al. am Stängel von Salatgurkenpflanzen unter Verwendung von repetitiven HF-Pulsen durchgeführt [30]. Als Weiterentwicklung folgten einige Verfahren, die mittels gepulsten Magnetfeldgradienten (PGSE) eine geschwindigkeitsabhängige Phasenkodierung induzieren, welche dann mittels Ortskodierung auch ortsaufgelöst die Bestimmung des Flusses ermöglichen. Dabei ist zwischen den Verfahren die pixelweise eine Geschwindigkeitsverteilung ([31, 32] über mehrere Stunden) messen und denen die eine deutlich schneller messbare pixelweise Durchschnittsgeschwindigkeit ([33] weniger als 10 Minuten) messen zu unterscheiden. Durch die Verwendung von Echozügen (TSE) oder kleineren Flipwinkeln (FLASH) [34, 35] ließen sich auch pixelweise Geschwindigkeitsverteilungen mit hoher Auflösung in 15-30 Minuten aufnehmen.

Ziel dieser Arbeit ist die Optimierung der Flussmessung an Pflanzen. Dies beinhaltet, neben der Entwicklung geeigneter Messverfahren, die Konstruktion eines angepassten mobilen Tomographen, der die Messung von Pflanzen in ihrer natürlichen Umgebung erlaubt. Dessen Messeinheit muss leicht zugänglich sein. Um Messungen im Labor und im Freien zu ermöglichen, muss die Messung unempfindlich gegen äußere Störungen sein und das Magnetfeld über mehrere Tage stabil sein. Als besonders geeignetes Messverfahren wird die von Walton et. al. 1986 [36] vorgestellte AC-Methode zur Flussmessung in einer angepassten Weise zur Messung von Geschwindigkeitsprofilen verwendet. Darüber hinaus werden mit diesem Ansatz Geschwindigkeitsprofile pixelbasiert gemessen. Abschließend wird diese Technik benutzt, um den Fluss in Gerste und Rapspflanzen zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in sieben Kapitel. Nach dieser Einleitung werden im zweiten Kapitel die Grundlagen der MR erklärt. Die Konstruktion und Funktionsweise des in dieser Arbeit entwickelten Tomographen zur Flussmessung an Pflanzen werden im dritten Kapitel beschrieben. Im vierten Kapitel werden die auf der AC-Flussmessung basierende neue Methode, sowie die Ergebnisse zur Messung niedriger Flüsse am Phantom vorgestellt. Das fünfte Kapitel stellt die Ergebnisse der Pflanzenmessungen dar. Ein neuartiges Verfahren zur wirbelstromfreien

Phasenkodierung mit Hochfrequenzpulsen wird im sechsten Kapitel vorgestellt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf die Möglichkeiten zur Weiterentwicklung dieser Methoden.

Kapitel 2

Grundlagen der MR

In diesem Kapitel werden die allgemeinen Grundlagen der MR kurz beschrieben. Der Umfang wurde an dieser Stelle möglichst kurz gehalten, da eine ausführliche Behandlung des Themas in entsprechender, weiterführender Literatur [37-39] nachgelesen werden kann.

Die Grundlage der MR, die Aufspaltung der Energieniveaus des Kernspins im Magnetfeld, wird durch den Zeeman Effekt [40] beschrieben. Voraussetzung für diese Aufspaltung sind die durch Bloch [41] und Purcell [42] 1946 beschriebenen magnetischen Eigenschaften der Atomkerne.

Der Kernspin ist ein quantenmechanischer Drehimpuls, der durch den Drehimpulsoperator $\mathbf{I} = (I_x, I_y, I_z)$ beschrieben und durch die Spinquantenzahl I charakterisiert wird. Der Kernspin kann halbzahlige und ganzzahlige Werte annehmen und beträgt für Protonen $I = \frac{1}{2}$. Das durch Kernspin entstehende magnetische Dipolmoment $\boldsymbol{\mu}$, ist direkt proportional zum Spin \mathbf{I}

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \mathbf{I} \quad (1.1)$$

Das gyromagnetische Verhältnis γ ist die Proportionalitätskonstante, die für Protonen $\gamma = 42,58 \frac{\text{MHz}}{\text{T}}$ beträgt. Im äußeren Magnetfeld \mathbf{B}_0 , welches ohne Beschränkung der Allgemeinheit üblicherweise in z-Richtung zeigt (d.h. $\mathbf{B}_0 = (0,0, B_0)$), ist der Hamiltonoperator H für den Spin:

$$H = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{B} = -\gamma \mathbf{I} \mathbf{B}_0 = -\gamma I_z B_0 \quad (1.2)$$

Der Eigenwert des Hamiltonoperators $\langle H \rangle$ mit der magnetischen Quantenzahl $m \in \{-I, -I + 1, \dots, I\}$ ist gegeben durch

$$\langle H \rangle = -m \hbar \gamma B_0 \quad (1.3)$$

Das Wasserstoffsystem (Spin-1/2-System) besitzt dann zwei Energieniveaus mit dem Abstand

$$\Delta E = \hbar \gamma B_0 \quad (1.4)$$

Die zeitabhängige Lösung der Schrödingergleichung zeigt, dass der Erwartungswert des Drehimpulsoperators $\langle \mathbf{I} \rangle$ in der vektoriellen Darstellung mit der Präzessionsfrequenz

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad (1.5)$$

um die z-Achse präzediert. Im Folgenden wird diese Präzessionsfrequenz, wie es in der MR üblich ist, Larmorfrequenz genannt.

2.1 Spinensemble

In der MR wird nicht ein einzelner Spin, sondern immer ein Ensemble von Spins gemessen. Deswegen kann das Problem klassisch in Form der Magnetisierung \mathbf{M} dargestellt werden, die man durch die Summation über alle magnetischen Dipolmomente im Volumen V erhält:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum \boldsymbol{\mu} \quad (1.6)$$

Bezeichnet man die Anzahl der Spins, die parallel bzw. antiparallel in Richtung des statischen Magnetfeldes ausgerichtet sind mit N_\uparrow bzw. N_\downarrow lässt sich für das Spinensemble $N = N_\uparrow + N_\downarrow$ mit der Boltzmann-Konstante k_B die Boltzmann-Verteilung [43] als

$$\frac{N_\uparrow}{N_\downarrow} = \exp - \frac{\hbar\gamma B_0}{k_B T} \quad (1.7)$$

angeben. Diese gibt die Verteilung zwischen N_\uparrow - und N_\downarrow -Spins im thermischen Gleichgewicht an. Das niedrigere Energieniveau ist stärker besetzt. Die Differenz ΔN zwischen N_\uparrow und N_\downarrow relativ zur Gesamtanzahl, liegt für in der MR übliche Feldstärken ungefähr im Bereich von $10^{-5} - 10^{-6}$. Es trägt somit nur ein sehr geringer Teil der Spins zur Gesamtmagnetisierung bei. Die Probe hat dann im Volumen V eine Nettomagnetisierung M_0 in Richtung des externen Magnetfeldes, welche im Weiteren als „longitudinale Magnetisierung“ bezeichnet wird.

$$M_0 = \frac{\rho_0 \gamma^2 \hbar^2 I(I+1) B_0}{3k_B T} \quad (1.8)$$

Dabei gibt die Spindichte $\rho_0 = N/V$ die Anzahl N der Spins im Volumen V an. Ein Spin-1/2-Teilchen weist daraufhin folgende Magnetisierung auf:

$$M_0 = \frac{\rho_0 \gamma^2 \hbar^2 B_0}{4k_B T} \quad (1.9)$$

Der orthogonale Anteil der Magnetisierung, im Folgenden als „transversale Magnetisierung“ bezeichnet, ist im thermischen Gleichgewicht null. Die Spins sind ohne feste Phasenbeziehung inkohärent und die Magnetisierung ist im Mittel gleich null.

2.2 Einstrahlung eines Hochfrequenzfeldes

Um eine messbare, makroskopische Magnetisierung zu erzeugen, wird ein in der Transversalebene rotierendes Magnetfeld angelegt:

$$\mathbf{B}_1(t) = B_1 \begin{pmatrix} \cos \omega_{B_1} t \\ \sin \omega_{B_1} t \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Deswegen muss dem Hamiltonoperator ein Term für dieses Magnetfeld hinzugefügt werden. Im mit der Frequenz ω_{B_1} um die z-Achse des Laborsystems rotierenden Bezugssystem gilt dann mit:

$$H_{rot} = -(\omega_{B_1} - \omega_0)I_z - \omega_1 I_x \quad \text{mit } \omega_1 = \gamma B_1 \quad (1.11)$$

Der Erwartungswert des Spinoperators im rotierenden Bezugssystem wird durch eine Präzessionsbewegung beschrieben, deren Achse durch

$$\mathbf{O}_{rot} = \begin{pmatrix} \omega_1 \\ 0 \\ \omega_0 - \omega_{B_1} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

gegeben ist. Die Präzessionsfrequenz der Spins ist durch

$$\omega_{eff} = \sqrt{\omega_1^2 - (\omega_{B_1} - \omega_0)^2} \quad (1.13)$$

gegeben. Der Fall, dass die Frequenz ω_{B_1} des externen Magnetfeldes deutlich von der Larmorfrequenz ω_0 abweicht, so dass die Rotationsachse \mathbf{O}_{rot} nahezu parallel zur z-Achse ist und die longitudinale Magnetisierung kaum gekippt wird, ist die Basis für den Bloch-Siegert Shift [44, 45]. Dies wird im Kapitel 6 näher erläutert.

Wenn ω_{B_1} aber gleich der Larmorfrequenz ω_0 ist, liegt die Präzessionsachse auf der x-Achse des rotierenden Bezugssystems. Diese resonante Anregung beeinflusst mit ω_1 oszillierend die Besetzung der Energieniveaus. Die Gleichverteilung der Phase der Spins wird dadurch reduziert und eine Transversalmagnetisierung wird aufgebaut.

In der MR sind kurze sogenannte Hochfrequenz-Pulse (HF)-Pulse mit einer Dauer in der Größenordnung von einigen μs bis maximal wenigen ms üblich. Damit lässt sich die makroskopische Magnetisierung um einen Winkel α auslenken:

$$\alpha = \gamma \int dt B_1(t). \quad (1.14)$$

Für einen HF-Puls der Dauer τ und konstanter Amplitude erhält man einen Anregungswinkel:

$$\alpha = \gamma B_1 \tau \quad (1.15)$$

2.3 Signalrauschverhältnis

Die Erläuterungen in diesem Abschnitt zum Signalrauschverhältnis basieren auf der Veröffentlichung von Hoult (1976) [29]. Die in der Empfangsspule induzierte Spannung, besteht aus der Signalspannung U_{ind} und einem Rauschanteil U_R . Das Verhältnis der Signalamplitude S und der Rauschamplitude S_R wird als „Signal zu Rauschen“ (engl. signal to noise ratio, kurz SNR) bezeichnet:

$$SNR = \frac{S}{S_R} = \frac{U_{ind}}{U_R} \quad (1.16)$$

Das SNR gibt somit an, wie gut das Signal vom Rauschen zu unterscheiden ist und stellt eine der wichtigsten Größen in der MR dar.

Die vom Volumen V mit der Magnetisierung \mathbf{M}_0 induzierte Spannung U_{ind} ist nach dem Faraday'schen Induktionsgesetz durch die Änderung des magnetischen Flusses $\dot{\Phi}_M$ durch

$$U_{ind} = -\dot{\Phi}_M = -i\omega_0 \mathbf{B}_1 \mathbf{M}_0 V \quad (1.17)$$

gegeben. Mit Gleichung (1.9) ist das Signal quadratisch abhängig von der Larmorfrequenz $S \sim \omega_0^2$, wonach mit (1.5) das Signal auch proportional zum Quadrat der Magnetfeldstärke B_0 ist.

Das Rauschen in einem schmalen Frequenzband $\Delta\omega$, wie es in der MR üblich ist, kann als thermische Rauschspannung U_R durch das Nyquist-Theorem [46] beschrieben werden:

$$U_R = \sqrt{\frac{2k_B T_c \Delta\omega R}{\pi}} \quad (1.18)$$

Hier ist T_c die Temperatur der Spule und R der Widerstand der Spule. Der Widerstand ist spulenabhängig und setzt sich aus verschiedenen Anteilen, wie z.B. dem Skin- und dem Proximity-Effekt, zusammen. Die Details sind zum Beispiel in [29, 47] näher beschrieben. Danach ist der dominierende Anteil der Skin-Effekt, der zu einer Frequenzabhängigkeit $R \sim \sqrt{\omega_0}$ führt. In Kombination mit Gleichung (1.16) gilt für das SNR:

$$SNR \sim \omega_0^{7/4} \quad (1.19)$$

2.4 Relaxation der Magnetisierung

2.4.1 Bloch-Gleichungen

Die Bloch-Gleichungen [41] beschreiben den Verlauf der Magnetisierung unter dem Einfluss der Relaxationsprozesse:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B}) - \begin{pmatrix} \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{M_z - M_0}{T_1} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Dabei ist M_0 die Gleichgewichtsmagnetisierung. Die Bloch-Gleichung beschreibt ein System mit identischen Resonanzfrequenzen und Relaxationszeiten. Für ein System mit verschiedenen Relaxationszeiten und inhomogenem Feld erhält man den Verlauf der Magnetisierung durch die Summierung der Lösungen für die einzelnen Komponenten mit gleichen Resonanzfrequenzen und gleichem Magnetfeld.

2.4.2 Longitudinale Relaxation

Die longitudinale Magnetisierung relaxiert durch die Spin-Gitter-Wechselwirkung, die durch die T_1 -Zeit charakterisiert wird. Durch den Austausch mit der Umgebung geben die Spins Energie ab und der Gleichgewichtswert der Magnetisierung stellt sich ein. Nach der z-Komponente der Bloch-Gleichung gilt für den Verlauf der longitudinalen Magnetisierung ohne weitere äußere Einflüsse:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{-(M_z - M_0)}{T_1} \quad (1.21)$$

Lenkt man die Gleichgewichtsmagnetisierung M_0 durch einen HF-Puls auf den Wert M_N aus, erhält man den zeitlichen Verlauf der Magnetisierung durch die Integration von Gleichung (1.21)

$$M_z(t) = M_0 + (M_N - M_0) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) \quad (1.22)$$

2.4.3 Transversale Relaxation

Spin-Spin Relaxation (T2)

Die Spin-Spin Relaxation entsteht durch die Spin-Spin-Wechselwirkung, welche die Kohärenz der Spins untereinander reduziert. Diese interagieren über dipolare Wechselwirkungen. An den Orten der einzelnen Spins entstehen dadurch lokal unterschiedliche Magnetfelder. Dadurch erfahren die Spins unterschiedliche Frequenzen und eine Phasendifferenz wird akkumuliert. Der Verlauf der transversalen Magnetisierung $M_T = M_x + M_y$ wird nach der Auslenkung durch einen HF-Puls mit dem Winkel α durch

$$M_T(t) = M_0 \sin \alpha \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (1.23)$$

beschrieben.

Einfluss statischer Effekte (T_2^*)

Das abklingende Signal nach einem HF-Puls wird „freier Induktionszerfall“ (engl. free induction decay; kurz FID) genannt. Das Signal klingt mit der Zeitkonstante T_2^* , die sich aus dem im letzten Abschnitt beschriebenen statistischen T_2 - und einem statischen T_2' -Anteil zusammensetzt, ab. Dieser statische Anteil entsteht, wenn das B_0 -Magnetfeld nicht homogen ist. Durch interne/externe Magnetfeldgradienten liegt eine Verteilung $\rho(\omega)$ der Resonanzfrequenzen vor. Wodurch die transversale Magnetisierung M_T dann wie folgt relaxiert:

$$M_T(t) = M_T(0) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \int d\omega \rho(\omega) \exp(i\omega t) \quad (1.24)$$

Nach [48] lässt sich für die meisten Betrachtungen $\rho(\omega)$ als Lorentzlinie nähern. Die Gleichung (1.24) lässt sich daraufhin umschreiben als

$$M_T(t) = M_T(0) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \exp\left(-\frac{t}{T_2'}\right) \quad (1.25)$$

Dies kann man zusammenfassen zu einer Abklingkonstanten T_2^* , die den Zeitabfall des FIDs vorgibt:

$$\frac{1}{T_2^*} := \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2'} \quad (1.26)$$

Der statische Anteil kann aber für stationäre Spins mit einem π Puls refokussiert werden. Der Grenzfall der Gleichung (1.26) für ein perfekt homogenes Magnetfeld ist die reine T_2 -Relaxation.

2.5 Einfluss von Magnetfeldgradienten

2.5.1 k-Raum

Die Aufnahme eines Bildes wird in der MR durch die Kodierung des k-Raums erreicht [49, 50]. Das Gesamtsignal einer Probe mit der räumlichen Spindichteverteilung $\rho(x)$, unter Vernachlässigung der Relaxation und der Magnetfeldinhomogenität, ist:

$$S(t) = \int d^3x \rho(x) \exp(i\phi(\mathbf{x}, t)) \quad (1.27)$$

Magnetfeldgradienten ändern die Frequenz und damit die Phase von Spins in Abhängigkeit von deren Ort. Legt man einen Magnetfeldgradienten mit der Steigung \mathbf{G} zusätzlich zum statischen Hauptmagnetfeld B_0 an, wird das Magnetfeld ortsabhängig

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = B_0 + \mathbf{G}\mathbf{x} \quad (1.28)$$

Durch die Ortsabhängigkeit des Magnetfeldes wird auch die Larmorfrequenz nach Gleichung (1.5) ortsabhängig. Die durch den Gradienten aufgeprägte Phase der Magnetisierung ist dann

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \gamma \int_0^t dt' \mathbf{G}(t') \mathbf{x} \quad (1.29)$$

Mit der Definition des k-Vektors als Gradientenfläche

$$\mathbf{k}(t) := \gamma \int_0^t dt' \mathbf{G}(t') \quad (1.30)$$

kann die Signalgleichung (1.27) umgeschrieben werden zu [50]:

$$S(\mathbf{k}) = \int d^3x \rho(\mathbf{x}) \exp i\mathbf{k}\mathbf{x} \quad (1.31)$$

So stellt sie direkt die Fouriertransformierte der Spindichte $\rho(\mathbf{x})$ dar [50]

$$\rho(\mathbf{x}) = FT^{-1}(S(\mathbf{k})) \quad (1.32)$$

Durch das Anlegen von Magnetfeldgradienten und der kartesischen¹ Aufnahme des Zeitverlaufs $S(\mathbf{k})$ erhält man eine diskrete Teilmenge des kontinuierlichen k-Raums. Die Fouriertransformation des Datensatzes liefert eine pixelweise Darstellung der Spindichte. Ein einzelner Pixel eines Bildes ist definiert durch $\Delta x \cdot \Delta y$ und ein Volumenelement (engl. kurz Voxel) durch $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$. Die Auflösung ist definiert durch die maximalen k-Raum Vektoren k_{max} :

$$\Delta x = \frac{2\pi}{k_{max,x}} \quad (1.33)$$

analog für Δy und Δz . In einigen Experimenten wird mit einem Gradienten in Kombination mit einem HF-Puls eine Schicht ausgewählt, die direkt eine Auflösung in eine Richtung vorgibt.

2.5.2 Frequenzkodierung

Durch das Hinzuschalten eines Magnetfeldgradienten, erhält man nach (1.5) und (1.28) eine ortsabhängige Larmorfrequenz:

$$\omega(x) = \omega_0 + \gamma Gx \quad (1.34)$$

Wird bei Anwesenheit des Gradienten ein Signal aufgenommen, ist dieses, wie in Gleichung

¹ Eine kartesische Abtastung nimmt den k-Raum zeilenweise auf, wobei die einzelnen k-Raum Punkte auf einem regelmäßigen Gitter mit fester Gitterkonstante liegen. Bei einer 2D Aufnahme gilt häufig o.B.d.A. $\Delta k_x = \Delta k_y$.

(1.31) beschrieben, die Summe aller präzedierenden Spins. Eine Fouriertransformation des Zeitsignals liefert dann die Darstellung im Ortsraum. Die Ortskodierung während der Signalakquisition mit dem sogenannten „Auslesegradienten“ (engl. Readgradient) wird deswegen auch „Frequenzkodierung“ genannt. Diese Kodierungsform ist sehr schnell, da hierbei die Kodierung einer Dimension mit einem Durchlauf, also einer Aufnahme, erreicht wird.

2.5.3 Phasenkodierung

Eine zweite Kodierungsmöglichkeit ist die Phasenkodierung. Ein Gradient der Stärke G und der Dauer τ induziert eine ortsabhängige Phasenverschiebung:

$$\phi(x) = \gamma G x \tau \quad (1.35)$$

Die Phasenverschiebung ist nach dem Anlegen des Gradienten zeitlich konstant. Aus diesem Grund muss für jeden k-Raum-Punkt erneut ein Phasengradient, mit dazu passender Phasenaufprägung, ausgespielt werden. Je nach Messmethode (Abschnitt 2.6) wird für jeden Phasenschritt eine Wiederholung der Messung notwendig.

Die Phasenkodierung kann zur Kodierung mehrerer Dimensionen verwendet werden. Sie benötigt aber für jede Dimension einen Faktor an Wiederholungen, welcher der Anzahl der jeweiligen k-Raum-Punkte entspricht. Für beispielsweise eine kleine k-Raummatrix von 64x64 Pixeln sind bereits 4096 Wiederholungen erforderlich. In Folge dessen wird die Messung üblicherweise mit der Frequenzkodierung entlang einer Raumrichtung kombiniert, so dass für die gleiche Matrix nur 64 Wiederholungen notwendig sind.

2.5.4 Schichtselektion

Mit Hilfe der Schichtselektion kann das zu messende Volumen ausgewählt werden. Hierzu wird die Schichtselektion zu Beginn eines Bildgebungsexperiments mittels frequenzselektiver HF-Anregung angewendet. Durch das Anlegen eines Magnetfeldgradienten wird die Resonanz ortsabhängig (1.34). Wird währenddessen ein HF-Puls angelegt, erhält man mit Gleichung (1.34), dass die Schichtdicke Δz von der Anregungsbandbreite $\Delta\omega_{HF}$ abhängig ist:

$$\Delta z = \frac{\Delta\omega_{HF}}{\gamma G} \quad (1.36)$$

Die Anregungsbandbreite eines HF-Pulses wird üblicherweise durch die Fouriertransformation der Modulationsfunktion angenähert. Daraus folgt, dass ein Anregungspuls mit einer Einhüllenden, die einem sinc-förmigen Verlauf folgt, eine rechteckige Anregungsbandbreite besitzt.

2.5.5 Wirbelstrom

Die bisherigen Überlegungen zu Gradienten gehen von einem perfekt konstanten Magnetfeldgradienten aus. Da die Magnetfeldgradienten aber an- und ausgeschaltet werden, ändert sich das Magnetfeld der Gradienten, da in elektrisch leitenden Elementen Wirbelströme induziert werden.

Ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld in der Nähe eines elektrischen Leiters induziert einen Strom, der gemäß der Lenz'schen Regel ein Magnetfeld erzeugt. Dieses wirkt der Änderung des externen Magnetfeldes entgegen. Die induzierten Stromlinien sind in sich geschlossene Bahnen und werden deswegen üblicherweise Wirbelströme genannt.

Zusätzlich verändert ein durch Wirbelstrom erzeugtes Magnetfeld die angelegten Magnetfeldgradienten und kodiert das Signal. Dadurch werden die k-Raum Trajektorien² verändert und eine Rekonstruktion wird erschwert.

2.6 Einführung in die MR-Sequenzen

2.6.1 Spin-Echo

Das Spin-Echo (SE) Verfahren [51] wird genutzt, um die Dephasierung der transversalen Magnetisierung durch die Inhomogenität des statischen Magnetfeldes aufzuheben. Nach der Auslenkung aus der longitudinalen Richtung in die transversale Ebene, durch zum Beispiel einen Anregungspuls mit einer $\pi/2$ -Auslenkung (Abbildung 1a und Abbildung 2), relaxiert die transversale Magnetisierung mit der T_2^* -Zeit (siehe 2.4.3). Ein Teil der Relaxation wird durch die statische Störung der Magnetfeldhomogenität verursacht. Dabei präzedieren die Spins je nach lokalem Magnetfeld unterschiedlich schnell und erhalten deswegen unterschiedliche Phasen (Abbildung 1b).

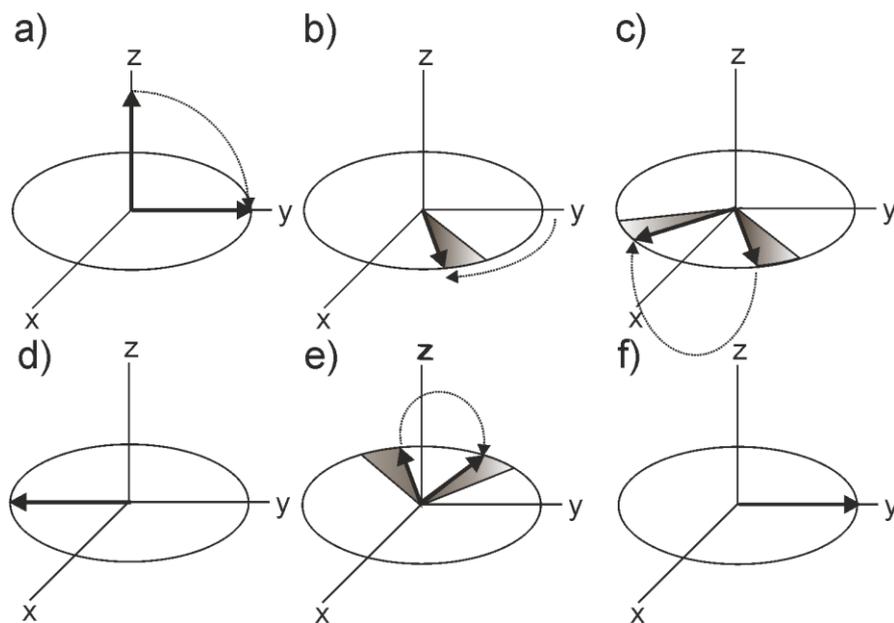


Abbildung 1 Verlauf der Magnetisierung für die Spin-Echo Sequenz aus Abbildung 2.

- a) Ein $\pi/2$ Puls dreht die Magnetisierung in die transversale Ebene.
 - b) Durch die Inhomogenität des statischen Magnetfeldes dephasiert die Magnetisierung.
 - c) Durch den π -Puls rotiert die Magnetisierung um die x-Achse und die aufgeprägte Phase wird invertiert.
 - d) Spins die vorher eine größere Phasendrehung erhalten haben, präzedieren weiterhin schneller und reduzieren die zuvor aufgeprägte größere Phase entsprechend schneller. Nach der Echozeit TE haben die Spins die Phase wieder aufgehoben und das Spin-Echo tritt auf.
- Erneute π -Pulse induzieren weitere Spin-Echos e) und f), die mittlere Phase der Magnetisierung wechselt zwischen den aufeinanderfolgenden Echos um π .

² Als k-Raum Trajektorien wird die Reihenfolge der Aufnahme der Datenpunkte im k-Raum bezeichnet.

Ein HF-Puls mit einem Winkel π (Refokussierungspuls) nach der halben Echozeit (TE) bewirkt eine Invertierung der Phasenaufprägung (Abbildung 1c). Solange die Spins ortsfest sind, präzedieren sie weiterhin gleich schnell. Spins, die zuvor eine hohe Phasenverschiebung erfahren haben, reduzieren diese dadurch auch schneller. Aus diesem Grund gibt es einen Zeitpunkt TE, der sogenannte „Echomittelpunkt“, bei dem alle Spins wieder kohärent sind. Die Magnetisierung ist dann wie Abbildung 1d dargestellt wieder in Phase. Der Verlauf des Signals ist in Abbildung 2 dargestellt.

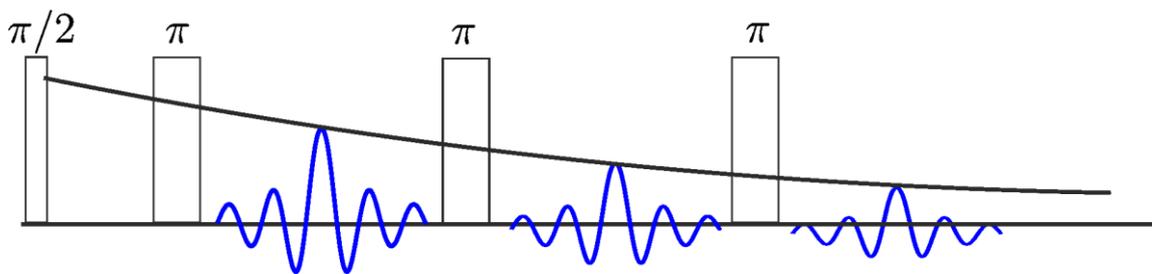


Abbildung 2 Spin-Echo-Zug

Abgebildet ist ein Spin-Echo-Zug. Die im inhomogenen Magnetfeld mit T_2^* relaxierende Magnetisierung lässt sich durch die π -Pulse refokussieren. Wiederholt man mehrere π -Pulse im gleichen Abstand, entstehen immer wieder Echos deren Amplituden mit der materialspezifischen Konstante T_2 abfallen.

Wird der Refokussierungspuls mit einem zeitlichen Abstand von TE zum vorhergehenden Puls wiederholt (Abbildung 1e), tritt erneut ein Spin-Echo im Abstand TE zum vorherigen Echo auf (Abbildung 1f). Durch das Hintereinanderschalten eines Zugs von Refokussierungspulsen, entsteht ein Echozug, dessen Amplitude des Echomittelpunkts mit T_2 abfällt (Abbildung 2) [52].

2.6.2 Bedingung von Meiboom und Gill

Für die bisherigen Beschreibungen zum Spin-Echo-Zug wurden perfekte $\pi/2$ bzw. π -Pulse angenommen. Damit dies gilt, müssen die HF-Sendespulen in der Probe ein vollständig homogenes B_1 -Feld erzeugen (Gleichung (1.14)).

Ist das B_1 -Feld inhomogen entsprechen die Winkel der Refokussierungsspule nicht genau π . Folglich wird beim Spin-Echo die Magnetisierung nicht komplett refokussiert. Der Verlauf der Magnetisierung wird in Abbildung 3 a-d) veranschaulicht. Die Magnetisierung mit einem Refokussierungspuls mit einem Winkel kleiner als π , ist hier in Rot gekennzeichnet. Bei der Inversion durch den imperfekten π -Puls ist die Magnetisierung nicht komplett in der gleichen Ebene (Abbildung 3c). Deswegen ist beim Auftreten des Spin-Echos (Abbildung 3d) das Signal geringer als beim perfekten π -Puls (Abbildung 1d).

Bei dem anschließenden Spin-Echo-Zug addiert sich der Fehler durch den zu kleinen Refokussierungspuls und die Magnetisierung wird immer weiter aus der transversalen Ebene gekippt (Abbildung 3 e-f).

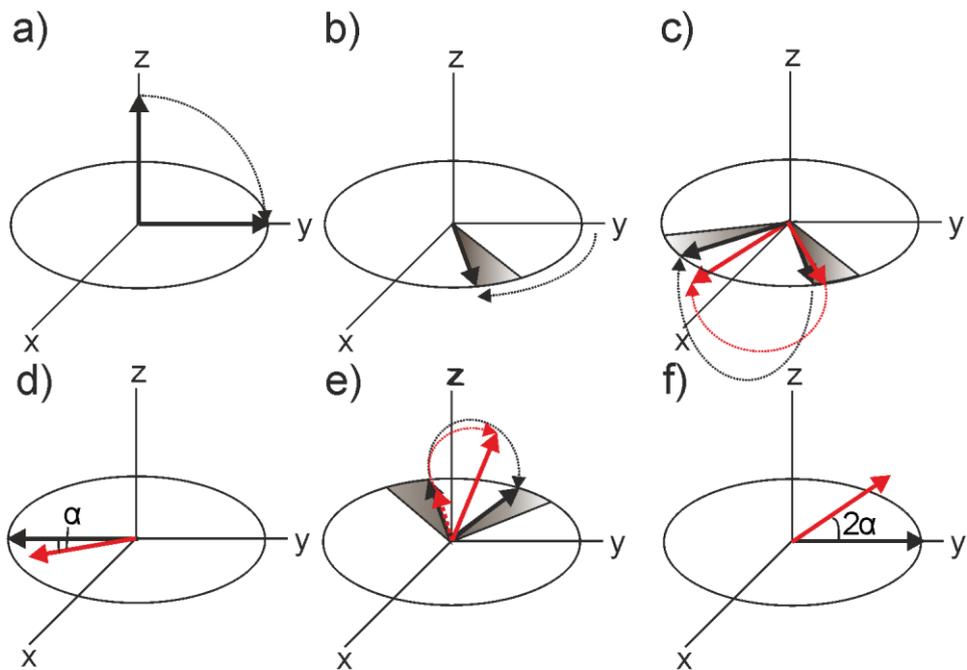


Abbildung 3 Spin-Echo mit imperfekten Pulsen.

Verlauf der Magnetisierung für imperfekte Pulse (basierend auf Abbildung 1). Der Verlauf der Magnetisierung, die einen Refokussierungspuls kleiner als π erfahren, ist in Rot dargestellt. Bei der Refokussierung c) wird ein Teil der Magnetisierung aus der transversalen Ebene gekippt. Beim Spin-Echo entsteht dadurch eine Abweichung α zwischen der Magnetisierung mit π -Puls und der Magnetisierung mit einem Winkel kleiner als π d). Ein weiterer Refokussierungspuls e) mit einem Winkel kleiner als π bewirkt die gleiche Verschiebung, wodurch die Abweichung so mit jedem Echo um α ansteigt.

Meiboom und Gill (MG) [53] stellten 1958 ein Verfahren vor, das diese Addition des Fehlers reduziert. Dieses Verfahren wird üblicherweise als „MG-Bedingung“ bezeichnet. Dabei wird eine Phasendifferenz von $\pi/2$ zwischen dem Anregungspuls und dem Refokussierungspuls vorgegeben. Als Folge ändert sich der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Drehachse des Refokussierungspulses. Der Verlauf der Magnetisierung wird dadurch verändert (Abbildung 4). Das Spin-Echo tritt mit der Phase in Richtung der x-Achse (Drehachse des Refokussierungspulses) auf (Abbildung 4d). Beim zweiten Refokussierungspuls hat die Magnetisierung dann wieder die gleiche Phasenbeziehung zum Puls wie beim ersten und dreht wieder in dieselbe Richtung (Abbildung 4 e).

Bei imperfekten π -Pulsen wird ein Teil der Magnetisierung zunächst in die longitudinale Ebene gekippt (Abbildung 4c rot). Mittels des nächsten Refokussierungspulses, der genau wie der vorherige schwächer ausfällt, wird sie anschließend wieder in die Transversalebene zurück gekippt. Diese Kombination des Echozuges [52] mit der beschriebenen Phasenbedingung [53] wird, wie es in der MR üblich ist, im Folgenden nach den Anfangsbuchstaben der Autoren als CPMG-Zug bezeichnet.

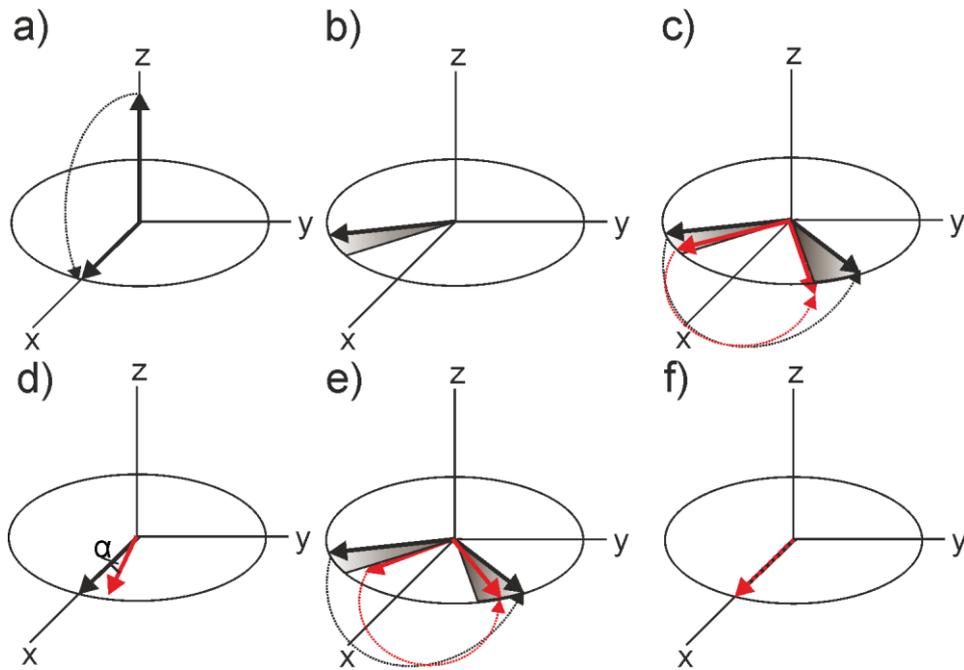


Abbildung 4 Spin-Echo mit MG-Bedingung

Dargestellt ist der Verlauf der Magnetisierung bei einer $\pi/2$ Phasenverschiebung zwischen Anregungs- und Refokussierungspuls. Die Magnetisierung ist, wie in Abbildung 3, nach dem ersten Spin-Echo unterhalb der Transversalebene c) und e). Beim nächsten Refokussierungspuls ist, im Gegensatz zum Fall ohne Phasenverschiebung, die Drehrichtung die gleiche und die Abweichung hebt sich wieder auf f).

2.6.3 Gradientenecho

Legt man einen Magnetfeldgradienten an, so präzedieren die Spins mit unterschiedlichen Frequenzen und erhalten ortsabhängige Phasenaufprägungen. In Abhängigkeit von der Stärke und Dauer der Gradienten verteilt sich die Magnetisierung anschließend in der kompletten Transversalebene und die mittlere Magnetisierung nimmt ab. Ein Gradient mit entgegengesetzter Magnetfeldrichtung kehrt diese Dephasierung bei gleicher Stärke und gleicher Dauer um.

Ein Dephasiergradient kann mit der Hälfte der Gradientenfläche des Auslesegradienten ausgespielt werden (vgl. 2.5.2) um den k-Raum symmetrisch abzutasten. Als Folge dessen nimmt die Dephasierung zum Mittelpunkt des Auslesegradienten ab. Dadurch nimmt das sogenannte Gradientenecho zunächst an Amplitude zu und klingt durch die erneute Dephasierung wieder ab (Abbildung 5).

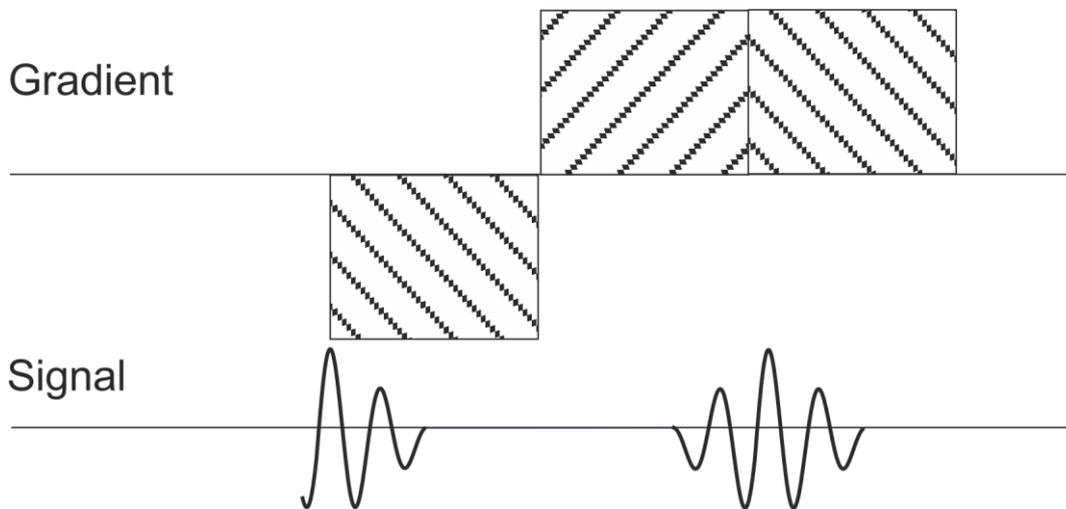


Abbildung 5 Gradientenecho

Dargestellt ist der Verlauf der transversalen Magnetisierung bei einem Gradientenecho. Ein Gradientenpuls dephasiert zunächst die transversale Magnetisierung, so dass sie beim zweiten Gradientenpuls mit doppelter Fläche im Zentrum rephasiert wird.

2.6.4 Stimuliertes Echo

Das stimulierte Echo wird durch die Einstrahlung von drei $\pi/2$ -Pulsen erzeugt (Abbildung 6). Durch den ersten $\pi/2_x$ -Puls wird die Magnetisierung in die Transversalebene gekippt und relaxiert mit T_2^* . Durch den zweiten $\pi/2_{\pm x}$ -Puls kippt ein Teil zurück in die longitudinal Ebene, wo er mit T_1 relaxiert. Der dritte Puls $\pi/2_{\mp x}$ lenkt die Magnetisierung wieder in die Transversalebene jedoch mit der entgegengesetzten Phase. Die Dephasierung, die zwischen den ersten beiden Pulsen aufgeprägt wurde, wird danach wieder im gleichen Zeitabstand aufgehoben.

Ungewollte stimulierte Echos entstehen auch bei Echozügen, wenn durch die Inhomogenität des B_1 -Feldes ortsabhängige Flipwinkel induziert werden (siehe Abschnitt 2.6.2).

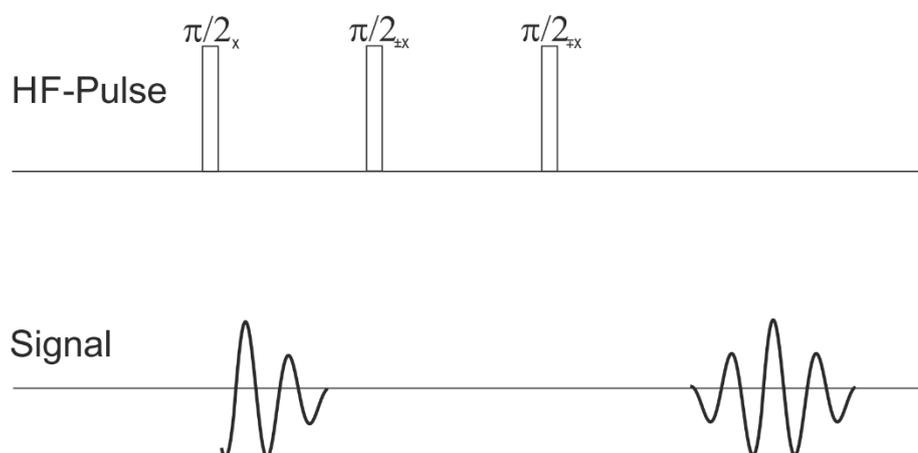


Abbildung 6 Induktion stimulierter Echos.

Das stimulierte Echo entsteht durch drei $\pi/2$ -Pulse. Dabei kippt der erste Puls die Magnetisierung in die Transversalebene, der zweite bringt diese wieder zurück in die longitudinale Richtung. Nach dem dritten Puls rephasiert die Magnetisierung wieder in der Transversalebene und ein Echo entsteht.

Kapitel 3

Entwicklung eines Flusssensors

In diesem Kapitel wird die Entwicklung eines Flusssensors beschrieben. Dazu werden zunächst die Anforderungen an einen Flusssensor definiert und der Stand der Technik vorgestellt. Anschließend wird auf die fünf zentralen Bestandteile des entwickelten Flusssensors eingegangen: den Magneten, das Gradientensystem, die Optimierung der Polschuhe zur Wirbelstromreduktion, das Empfangssystem mit Rauschunterdrückung und die Ansteuerung des Sensors.

Der hier vorgestellte Sensor basiert auf einem im Rahmen der Arbeit entwickelten Prototypen [54], welcher im Anhang 9.2 vorgestellt wird. Hieran wurden die neuen Materialien zur Wirbelstromkompensation und ein Verfahren zum Shimmen erfolgreich getestet. Der Flusssensor wurde dann schrittweise mit Unterstützung durch Caroline Ohme und Daniel Oppelt weiterentwickelt.

In Kooperation mit Caroline Ohme wurde, im Rahmen ihrer Diplomarbeit [55], zunächst ein zugängliches Design entworfen, das die im Abschnitt 3.1.1 genannten Anforderungen möglichst gut umsetzt. Das Design wurde mit Hilfe von Simulationen optimiert und ein zugängliches System gebaut. Die Vorgehensweise und die Charakterisierung ist kurz im Abschnitt 3.1 erläutert. Eine detaillierte Beschreibung ist in [55] gegeben.

Die Weiterentwicklungen des zugängliches Design in Form der Wirbelstromkompensation und der Rauschunterdrückung wurden in Kooperation mit Daniel Oppelt, im Rahmen seiner Masterarbeit [56], vorgenommen. Hierzu wurde ein zweites System, basierend auf den Vorarbeiten von Caroline Ohme, gebaut. Diese Erweiterungen sind in den Abschnitten 3.3 und 3.6 kurz und in [56] im Detail beschrieben.

3.1 Bau des Magneten

3.1.1 Anforderungen

Der Einsatz eines Sensors zur Messung von Fluss stellt einige Anforderungen an die Konstruktion des Magneten.

1. Hohe Homogenität:

Die MR benötigt sehr homogene Grundmagnetfelder, so dass die Abweichungen üblicherweise in millionstel Prozent (engl. parts per million; ppm) bis zum billionstel Prozent (engl. ppb) angegeben werden. Dies ist notwendig, da ansonsten die in Abschnitt

2.4.3 eingeführte Signalabklingkonstante T_2^* so gering wird, dass das Signal sehr schnell relaxiert. Zusätzlich wird mit steigender Inhomogenität des Grundfeldes eine größere Bandbreite der HF-Pulse benötigt, um die Magnetisierung überhaupt in die transversale Ebene kippen zu können (vgl. 2.2).

2. Zeitkonstantes Magnetfeld:

Das Magnetfeld muss über die Messdauer hinweg möglichst konstant sein, um eine Auswertung von Messungen, welche die Phaseninformationen nutzen, zu gewährleisten sowie ein Mittel der Signale zu ermöglichen. Ist dies nicht gegeben kommt es, durch die Änderung der Larmorfrequenz, zu einem unterschiedlich schnellen präzedieren der Spins, wodurch die Signalanteile zu unterschiedlichen Zeitpunkten verschiedene Phasen besitzen können. Dies hat eine erschwerte Auswertung von Messungen sowie eine destruktive Überlagerung von Signalen zur Folge.

3. Magnetfeldstärke und Abschirmung:

Bei den meisten Messungen ist ein möglichst hohes Magnetfeld von Vorteil, um ein höheres Signal zu erhalten (vgl. 2.3). Allerdings bewirken die hier erreichten hohen Feldstärken von ca. 0,5 T eine extrem hohe Anziehungskraft auf metallische Gegenstände. Aus diesem Grund muss das Feld auch gut nach außen hin abgeschirmt werden, damit die Sicherheit beim Einsatz des MR-Scanners gewährleistet werden kann (bspw. für Träger von Herzschrittmachern).

4. Mobilität:

Für den Einsatz als mobiler Sensor muss der Magnet möglichst leicht und robust sein.

Zusammengefasst lässt sich der Magnet hauptsächlich durch seine Feldstärke, Homogenität, Zugänglichkeit sowie sein Gewicht charakterisieren.

3.1.2 Auswahl des Magnetdesigns

Die Entwicklung des Designs ist abhängig von der Entscheidung, ob ein Permanentmagnet oder eine Spule das statische Magnetfeld liefern soll. Das hier verwendete System wurde mit Permanentmagneten konstruiert, da der Bau einfacher zu realisieren ist. Würde man stattdessen Elektromagnete verwenden, so müssten spezielle Verstärker und Regelkreise entwickelt werden, damit die erzeugten Magnetfelder auch bei hohen Feldstärken im ppm Bereich stabil bleiben. Das System benötigt dann zudem eine extra Stromquelle und wird deutlich größer und schwerer.

Die Feldstärke des Magneten wird maßgeblich durch die Bauart des Magneten bzw. der Anordnung der Permanentmagneten bestimmt. Drei verschiedene Magnettypen sind in Abbildung 7 dargestellt. Der Halbach Magnet [57] aus Abbildung 7a ist der Magnet mit der maximalen Effizienz der eingesetzten Permanentmagneten. Die Anordnung der einzelnen Permanentmagneten ist so gewählt, dass die Permanentmagneten das Magnetfeld nachbilden als ob sich ein Magnetdipol im Inneren befindet. Das Streufeld außerhalb der Magneten hebt sich dadurch theoretisch komplett auf. Eine Näherung des Feldverlaufs wird durch den Entwurf aus b) erreicht, bei dem Standardpermanentmagnete verwendet werden. Ein praktikablerer Entwurf zum Bauen wurde in [58] und [59] veröffentlicht. Ein Vorschlag zu einem aufklappbaren Halbach Magneten wurde in [23] vorgestellt.

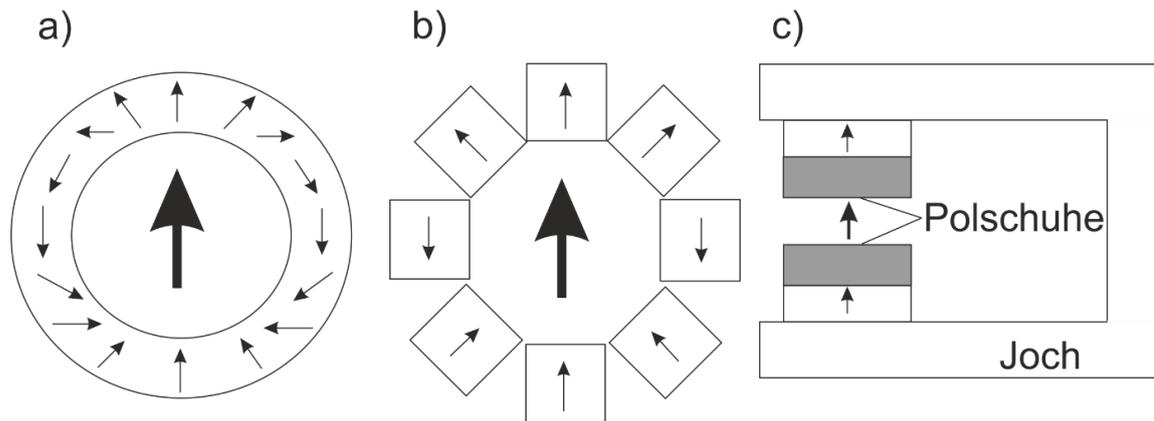


Abbildung 7 Skizzierung von drei Magnetvarianten.

Der Halbach Entwurf aus a) bildet außen den Feldverlauf eines Dipolmagneten im Inneren nach. Wenn der Permanentmagnet exakt so magnetisiert wäre, würde das Feld außerhalb des Magneten null sein. Dieser Magnet ist aber schwierig zu konstruieren, so dass der Verlauf häufig durch Standardmagneten nachgeahmt wird, siehe b). Beim Magneten c), der wie die Form des Buchstabens „C“ konstruiert ist, werden Polshuhe (grau) verwendet, so dass eine Erhöhung der Gesamthomogenität des Magneten erzielt wird. Das Joch leitet das Feld der Permanentmagneten, deren Magnetisierungsrichtung mit einem Pfeil gekennzeichnet ist, jeweils auf den gegenüberliegenden Permanentmagneten zurück.

Der wie ein C geformte Entwurf ist in Abbildung 7c dargestellt. Die Homogenität im Zentrum des Scanners wird durch die sogenannten Polshuhe erhöht. Diese sind üblicherweise aus Eisen gefertigt und leiten den magnetischen Fluss zum Zentrum des Scanners. Dadurch kann eine ungleichmäßige Magnetisierung der Permanentmagneten ausgeglichen werden und zusätzlich das Streufeld am Rand der Permanentmagneten reduziert werden. Das Streufeld auf der Rückseite der Magneten wird über das sogenannte Joch auf die jeweils andere Seite zurückgeleitet.

Für den Flusssensor wurde ein angepasstes C geformtes System gewählt, da es eine einfache Herstellung ermöglicht. Zum einen können durch die Verwendung der Polshuhe die Anforderungen an die Fertigungstoleranzen der Permanentmagneten gesenkt werden. Zum anderen bedarf es keiner präzisen Positionierung einzelner Magneten, um ein homogenes Feld zu erhalten, wie es beim Halbach System notwendig ist. Zusätzlich hat das System durch das Eisen eine höhere Wärmekapazität und ist dadurch stabiler gegenüber äußeren Temperaturschwankungen. Ein Nachteil ist aber das hohe Gewicht des Eisenjochs, das die Mobilität des Sensors einschränken kann.

3.1.3 Optimierung des C-Designs

Zur Optimierung des Magneten wurden einige Veränderungen an dem C geformten Aufbau vorgenommen (s. Abbildung 8). Zunächst wurde das Joch über die Querverbindung verlängert und mit Schrauben am Ende versehen, so dass eine Art Wippe entsteht. Durch die Schrauben kann die Ausrichtung der beiden Seiten zueinander korrigiert werden, wodurch Fehlstellungen der Polshuhe vermieden werden können. Das Design erhält aufgrund der Wippe die Form des Buchstabens „H“.

Als weitere Ergänzung wurden die Polschuhe in eine Messingfassung geschraubt. Mit Hilfe der jeweils drei Schrauben können die Polschuhe in verschiedene Richtungen gekippt werden. Negative Einflüsse auf die Magnetfeldhomogenität, wie sie durch einen nicht ganz ebenen Polschuh oder andere Fertigungsfehler entstehen, werden dadurch reduziert.

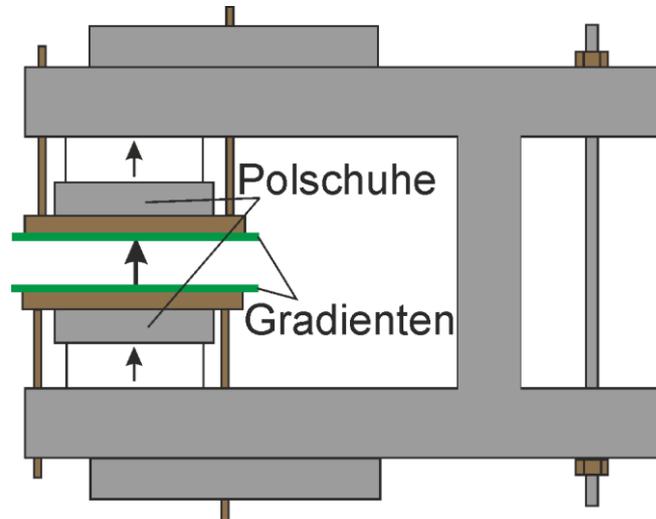


Abbildung 8 Optimiertes Design des C-förmigen Magneten.

Die Erweiterungen auf der rechten Seite können Fehlstellungen der Polschuhe reduzieren. Zusätzlich sind die Polschuhe mit einem Gewinde in eine Messingplatte eingelassen, so dass die Schrauben durch Druck auf die Messingplatte den Polschuh leicht kippen können und so Fertigungsfehler ausgleichen.

Ferner wurden Details wie Größe, Dicke und Abstand der Polschuhe des Jochs mit einer FEM³ Simulation optimiert, um eine möglichst hohe Magnetfeldhomogenität sowie Feldstärke zu erzielen. Nähere Ausführungen darüber finden sich in der Arbeit von Carolin Ohme [55].

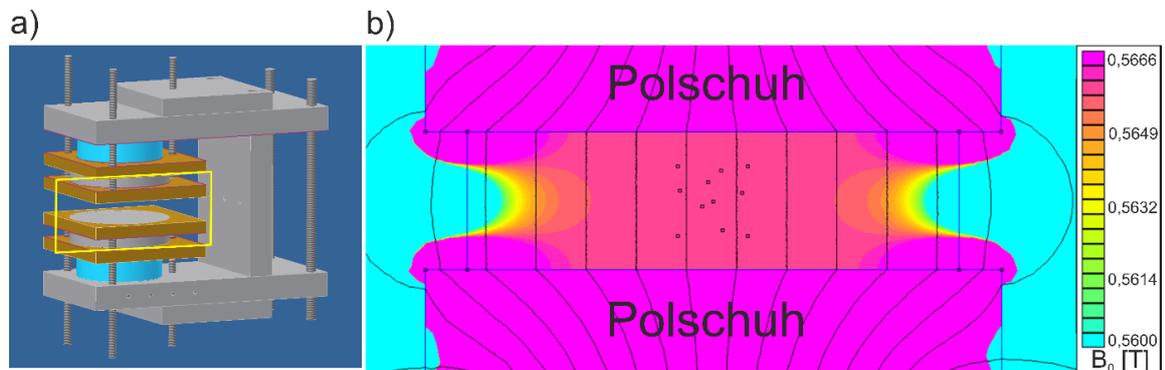


Abbildung 9 Konzeption und Charakterisierung des Magnets.

a) CAD-Darstellung des fertigen Magnetaufbaus. Der simulierte Bereich ist mit einem gelben Rechteck markiert.

b) Ausschnitt aus dem Ergebnis für die Magnetfeldsimulation. Die beiden violetten Blöcke am Bildrand zeigen die Polschuhe, der freie Bereich dazwischen ist der Messbereich. Die Homogenität des Magneten wird stark durch den Abfall, der von links und rechts hin zum Zentrum auftritt, beeinflusst.

³ Die Finite-Element-Methode (FEM) ist ein numerisches Näherungsverfahren, welches zur Lösung von partiellen Differentialgleichungen verwendet werden kann. Das Programm FEMM in der Version 4.2 wurde zum Erstellen der Simulationen verwendet.

Der finale Entwurf ist in Abbildung 9a dargestellt. Das endgültige Simulationsergebnis zeigt Abbildung 9b. Die Simulation zeigt deutlich den quadratischen Abfall, jeweils von den beiden Seiten aus, in Richtung Zentrum. Der Gradient des Magnetfeldes ist in der Vertikalen zum Zentrum achsensymmetrisch und lässt sich dadurch nicht durch Magnetfeldgradienten 1. Ordnung (vgl. 3.2) ausgleichen. Aus diesem Grund ist das Ziel der oben beschriebenen Optimierungen, die Reduzierung der Gradienten, höher als die 1. Ordnung.

Das Joch wurde durch Aufsätze etwas erweitert, um den hohen lokalen magnetischen Fluss im Joch zu verteilen. Die Polschuhe sind etwas größer als die dahinter liegenden Permanentmagneten. Dies führt zu einer Reduzierung der Feldstärke bei gleichzeitiger Erhöhung der Homogenität. Der fertig gebaute Magnet ist in Abbildung 22 dargestellt.

3.1.4 Bestimmung der Homogenität

Eine globale, quantitative Aussage über die Homogenität des Magnetfeldes kann durch die Aufnahme eines Spektrums einer homogenen Probe (z.B. Öl) getroffen werden. Wenn die chemische Verschiebung innerhalb der Probe vernachlässigbar gegenüber der Verbreiterung durch die Inhomogenität des Magnetfeldes ist, zeigt das Spektrum wie häufig welche Larmorfrequenz vorkommt. Die Halbwertsbreite des mittleren Peaks im Spektrum wurde verwendet, um den Magneten zu shimmen⁴. Im Folgenden beziehen sich die Angaben in ppm, wenn nicht anders erwähnt, auf die Halbwertsbreite des Peaks im globalen Spektrum.

Die Homogenität des Magneten wurde mit einer CSI-(engl. chemical shift imaging) Sequenz [60] charakterisiert. Die Sequenz verwendet zur Kodierung Phasengradienten in allen drei Raumrichtungen und benutzt keinen Auslesegradienten. Deswegen wird für jeden dreidimensionalen Voxel ein Spektrum aufgenommen, durch den die lokale Larmorfrequenz bestimmt werden kann. Daraus kann die lokale Feldabweichung $\Delta\omega_0$ direkt berechnet werden. Das Ergebnis ist eine drei-dimensionale $\Delta\omega_0$ -Karte.

3.1.5 Homogenität des Magneten

Die Homogenität des Magneten wurde schrittweise durch die beschriebenen Korrekturmechanismen erhöht, wodurch eine Steigerung der mittleren Feldhomogenität in 1 cm^3 von mehreren 1000 ppm auf etwa 100 ppm erreicht wurde. Im Anschluss daran konnte mit zusätzlichen, leicht magnetischen Platten das Magnetfeld lokal optimiert werden. Hierfür wurde während der Aufnahme globaler Spektren die Position der magnetischen Platten manuell verändert. Die Homogenität des Magneten wurde dadurch signifikant verbessert. Die lokale Homogenität kann orts aufgelöst durch die CSI-Messung bestimmt werden (s. Abbildung 10a). Dargestellt ist das Ergebnis nach dem Shimmen, welches im Rahmen der Diplomarbeit von Carolin Ohme durchgeführt wurde.

Die maximale Abweichung beim Ergebnis der CSI-Messung beträgt ca. 30 ppm. Das ist im Vergleich zur Homogenität, die laut Simulation mit einer maximalen Abweichung von 3,36 ppm

⁴ Beim Shimmen wird das statische Magnetfeld durch das Anbringen von magnetischen Materialien (z.B. Eisenplättchen) oder durch Überlagerung mit Magnetfeldgradienten homogenisiert.

berechnet wurde, ein deutlicher Unterschied. Dies ist unter anderem den Fertigungstoleranzen beim Bau des Sensors, insbesondere bei den Polschuhen, geschuldet.

Im Vergleich zur CSI-Messung zeigt das globale Spektrum (Abbildung 10b) eine Homogenität, die es erlaubt einzelne Peaks mit einem Abstand von weniger als 2 ppm zu trennen. Hier ist aber die mittlere Feldabweichung (ppm) entscheidend, da bei einer homogenen Probe kleine Bereiche mit hoher Abweichung einen geringen Einfluss auf das Spektrum haben. Dies folgt aus dem entsprechend geringeren Signal des kleineren inhomogenen Bereichs.

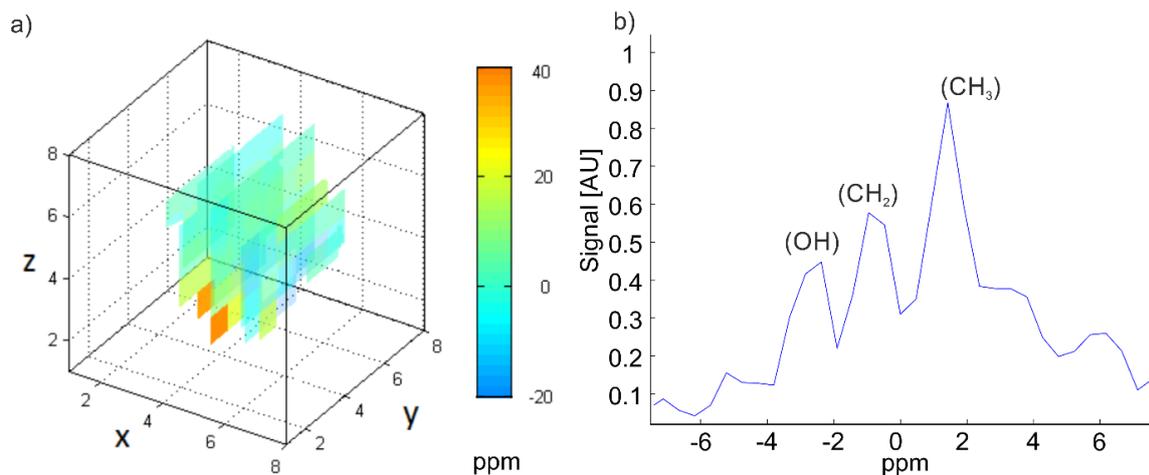


Abbildung 10 Bestimmung der Magnetfeldhomogenität.

- a) Die Homogenität der CSI-Messung beträgt im größten Teil des Volumens wenige ppm. Die deutliche Abweichung am unteren Rand ist höher als die Simulation es voraussagt, weswegen sie wahrscheinlich durch eine Ungenauigkeit der Magneten oder der Polschuhe entstanden ist. (Matrix 8 x 8 x 8, 12 x 12 x 12 mm)
- b) Das Ethanol-Spektrum einer 9 mm x 10 mm Probe zeigt, dass Peaks mit einem Abstand von weniger als 2 ppm aufgelöst werden können.

Durch das manuelle Verschieben der magnetischen Platten findet man jedoch im optimalen Fall für die gewählte Anzahl der magnetischen Platten die optimale Homogenität. Dies lässt sich deutlich durch den Unterschied der Spektren aus Abbildung 10b und Abbildung 11 erkennen. In beiden Fällen wurde ein Spektrum von Ethanol bei einer Probengröße von $\varnothing 9$ mm x 10 mm aufgenommen. Abbildung 10b zeigt den Stand des Shimmens nach der Diplomarbeit von Carolin Ohme. Abbildung 11 zeigt ein erneutes Shimmen mit mehreren magnetischen Platten in Kombination mit erneuten Anpassungen der Polschuhausrichtung. Die spektrale Auflösung wird dadurch von ca. 2 ppm mehr als verdoppelt auf unter 1 ppm. Dadurch lässt sich sogar die Aufspaltung des CH₃ Peaks auflösen.

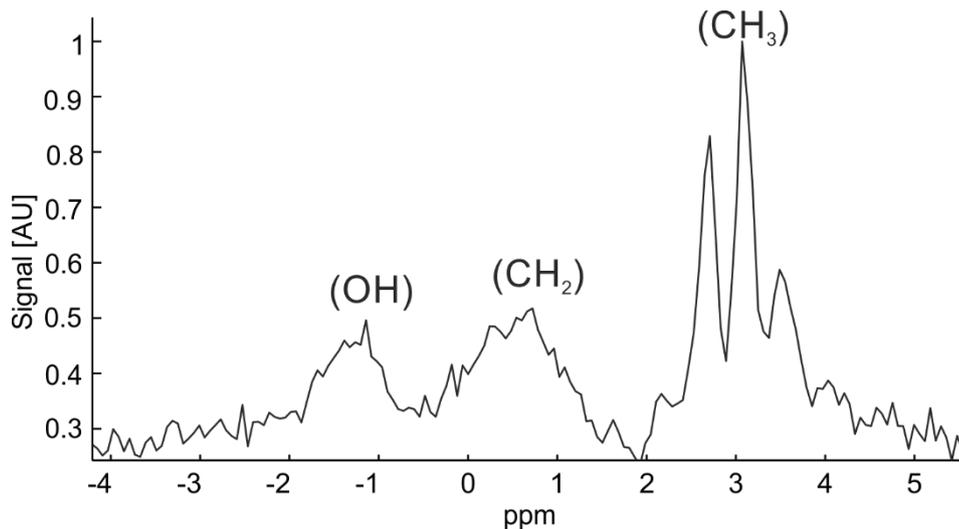


Abbildung 11 Spektroskopische Auflösung.

Das Ethanol-Spektrum einer 9 mm x 10 mm Probe zeigt, dass Peaks mit einem Abstand von weniger als 1 ppm aufgelöst werden können. Das Ethanol-Spektrum ist durch das feinere Shimmen besser aufgelöst als in Abbildung 10b.

3.2 Gradientensystem

Die Magnete sind mit einem Gradientensystem ausgestattet, welches Magnetfeldgradienten 1. Ordnung in allen drei Raumrichtungen erzeugt. In Anlehnung an die Arbeit von Stefan Wintzheimer in [61] sind die Gradientenspulen als planares System aufgebaut. Sie besitzen eine Dicke von ca. 3 mm und werden direkt auf den Polschuhen angebracht (Abbildung 8 grün).

Werden für die Bildgebung oder Flusskodierung Gradienten geschaltet, entstehen durch die Änderung des Magnetfeldes in den stromleitenden Polschuhen Wirbelströme nach dem Faraday'sche Gesetz zur Induktion. Die Wirbelströme erzeugen nach der Lenz'schen Regel Magnetfelder, die der Änderung des magnetischen Flusses entgegenwirken. Es entstehen somit Ströme, die zeitlich abklingende Magnetfelder erzeugen, die den Verlauf des ursprünglichen Gradienten verändern, das B_0 -Feld überlagern und damit die Homogenität verschlechtern können. Bei der im Rahmen der Promotion verwendeten AC-Gradienten Methode werden starke Gradienten zur Flusskodierung geschaltet. Die dadurch induzierten Wirbelströme können die HF-Pulse und die Aufnahme stören. Aus diesem Grund wurde nach einer Möglichkeit gesucht Wirbelströme zu verringern. Im Folgenden werden einige Methoden kurz vorgestellt.

Diese Wirbelstromfelder können unter anderem durch Anpassen der Gradientenform (engl. waveform preamphis) reduziert werden [62-64]. Allerdings ist diese Methode durch die Genauigkeit des Gradientenverstärkers sowie der MR-Konsole limitiert und zudem sehr aufwendig zu implementieren. Der verwendete Gradientenverstärker ist spannungsgesteuert, obwohl die Stärke des Magnetfeldes durch die Gradienten nach dem Biot-Savart-Gesetz proportional zum Strom im Leiter ist. Daraus folgt, dass der Verstärker, insbesondere beim Schalten von Gradienten, nicht den vorgegebenen Gradientenverlauf liefert. Die „waveform preamphis“ ist aus diesem Grund nicht geeignet.

Eine weitere Methode zur Reduzierung der Wirbelstromfelder stellt die aktive Schirmung dar [65]. Hier werden weitere Gradientenspulen angebracht, die einen entgegengesetzten

Magnetfeldgradienten erzeugen, um den Magnetfeldgradienten außerhalb des Probenraumes zu reduzieren. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist die Reduzierung des verfügbaren Probenraums durch die Anbringung der zusätzlichen Platten. Bei dem hier vorgestellten Magneten würde sich der Platz auf ca. 8 mm verringern, wenn die zusätzlichen Gradientenplatten zur aktiven Schirmung genauso dick wären wie die eigentlichen Gradientenplatten. Zusätzlich wird die Gradientenstärke auch zwischen den Gradientenplatten reduziert, da zum einen das Gegenfeld hier auch wirkt und zum anderen die aktive Schirmung zusätzlich Leistung des Gradientenverstärkers verwendet. Mit Blick auf die beschriebenen Nachteile ist auch die Methode der aktiven Schirmung für den verwendeten Magneten nicht nutzbar.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein alternatives Material für die Polschuhe eingesetzt, um die Wirbelströme zu vermeiden. Hierzu wird ein gesintertes Ferritmaterial, das bei der Transformatortechnik eingesetzt wird, verwendet. Das Material hat den Vorteil die Wirbelströme zu reduzieren ohne die Stärke der Gradienten negativ zu beeinflussen oder Vorgaben für die Gradientenformen zu benötigen. Dies ist im nachfolgenden Abschnitt 3.3 näher erläutert.

3.3 Anpassung der Polschuhe zur Reduktion der Wirbelströme

Die Polschuhe werden eingesetzt, damit sie die Inhomogenität der verwendeten Permanentmagneten ausgleichen. Dies ist notwendig, da bereits eine leichte Inhomogenität im Magneten eine zu hohe Abweichung für die MR bewirkt. Präzise Messungen erfordern ein Magnetfeld, das im Messbereich bis auf wenige ppm konstant ist.

Die Verwendung von Polschuhen aus reinem Eisen hat allerdings beim Schalten von Gradienten die Entstehung von Wirbelströmen zur Folge. Aus diesem Grund muss auf ein anderes Material als Eisen zurückgegriffen werden. Ferritkerne oder Transformatorbleche sind, solange sie nicht durch die hohen Feldstärken zu schnell sättigen, als alternatives Material geeignet. Sie werden auch bei Transformatoren verwendet, bei denen Probleme mit schnell geschalteten Magnetfeldern auftreten.

Die Transformatorbleche bestehen aus Blechsichten, die durch Phosphatierungsschichten entlang der Stapelrichtung voneinander isoliert sind. In Folge dessen wird verhindert, dass die Wirbelströme entlang dieser Richtung fließen können. Ein weiterer positiver Aspekt bei der Verwendung von Transformatorblechen ist ihre hohe magnetische Flussdichte von ca. 1,2 T [66]. Da die für die MR relevanten Wirbelströme orthogonal zur B_0 -Feldrichtung fließen, wäre für den Polschuh eine Aufschichtung orthogonal zur B_0 -Feldrichtung notwendig. Die notwendige 10 cm Höhe, wie im verwendeten Magnetaufbau, war im Handel nicht lieferbar.

Bei den Ferriten ist zwischen hartmagnetischen und weichmagnetischen Ferriten zu unterscheiden. Die weichmagnetischen Ferrite zeichnen sich durch eine geringe Koerzitivfeldstärke und eine hohe magnetische Leitfähigkeit (Permeabilität) aus und sind deshalb als Polschuhe einsetzbar. Die hartmagnetischen Ferrite hingegen haben eine hohe Koerzitivfeldstärke und lassen sich entsprechend schlechter magnetisieren. Deshalb sind sie für den Einsatz als Polschuh ungeeignet.

Bei der vorliegenden Arbeit wurden deswegen weichmagnetische Ferrite eingesetzt. Die verwendeten Ferrite stammen von der Firma Samwha (Korea, Seoul) und besitzen jeweils eine Sättigungsmagnetisierung von 450 mT. Für den verwendeten Permanentmagneten ist die Sättigungsmagnetisierung allerdings nicht ausreichend, da er ein Feld von ca. 1,4 T direkt an der Oberfläche besitzt. Damit die Polschuhe das Magnetfeld ausreichend leiten können, bestehen sie deshalb neben den Ferriten auch aus Eisen. Direkt am Magneten ist ein 2 cm dicker Eisenquader angebracht, auf dem sich wiederum eine 1 cm dicke Ferritschicht befindet (Abbildung 12).

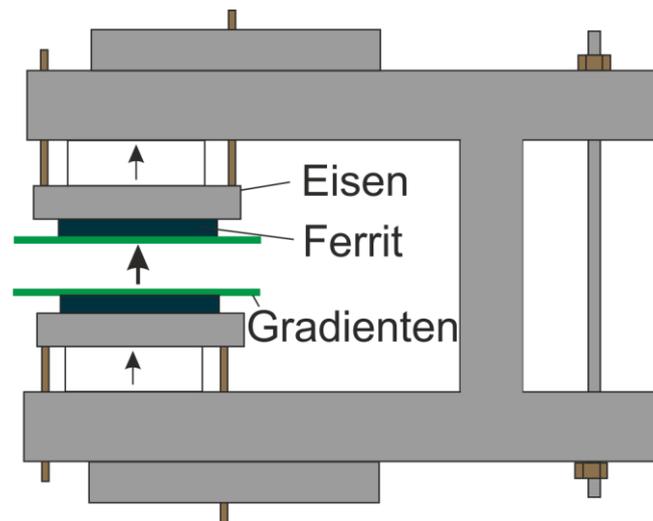


Abbildung 12 Weiterentwicklung der Ferritpolschuhe.

Die Polschuhe bestehen aus einem Stapel mit einer 2 cm dicken Eisenplatte (grau) und einer darauf befindlichen 1 cm dicken Ferritplatte (schwarz). Die Gradientenplatten (grün) haben dadurch einen größeren Abstand zu leitenden Materialien.

3.3.1 Wirbelströme ausmessen

Um die Wirbelströme zu charakterisieren, wird eine Technik von A. Lu et. al. [67] verwendet. Diese basiert auf der Messung der Trajektorie, welche von Jeff H. Duyn et. al. [68] und Gurney et. al. [69] vorgestellt wurde. Die Messmethode ist in Abbildung 13 dargestellt und wird im Folgenden näher erläutert.

Eine Schichtanregung wählt eine Schicht aus dem Volumen aus. Anschließend prägt ein Trapezgradient mit einer Kodierung in die gleiche Richtung einen Phasenverlauf auf. Die Phase $\varphi(x, g, t)$ in der Schicht x bei einer Gradientenamplitude g lässt sich dann wie folgt berechnen:

$$\varphi(x, g, t) = (\hat{k}(t)x + \phi_W(t))g + \phi(t) \quad (2.1)$$

Hier wird $\hat{k}(t)$, die k-Raum Trajektorie, durch den Trapezgradienten oder die linearen Wirbelströme induziert. ϕ_W beschreibt die konstanten Phasenoffsets durch Wirbelströme. $\phi(t)$ steht für die Phase, die unabhängig vom Gradienten, z.B. durch Magnetfeldinhomogenität, aufgeprägt wird. Durch eine Referenzmessung ohne Gradienten erhält man den Phasenverlauf $\phi(t)$. Wiederholt man die Messungen mit unterschiedlichen Schichtpositionen x und subtrahiert den Phasenverlauf der Referenzmessung, erhält man den Verlauf $\hat{k}(t)x + \phi_W(t)$. Ein linearer Fit

extrahiert die Steigung $\hat{k}(t)$ und den konstanten Phasenoffset $\phi_w(t)$. Mit $\hat{k}(t)$ erhält man die reale Gradiententrajektorie. Zieht man davon die theoretische Trajektorie $k(t)$ ohne Wirbelströme ab, so bekommt man den zeitlichen Verlauf, der durch die Wirbelströme entsteht. Um eine qualitative Bewertung Ω mit einer Zahl durchführen zu können, wird die absolute Abweichung über die Zeit aufsummiert.

$$\Omega = \sum_t |\hat{k}(t) - k(t)| \quad (2.2)$$

Der Phasenverlauf wird für alle Gradientenrichtungen mit 10 Schichten und mit einer Dicke von 1 mm einzeln aufgenommen.

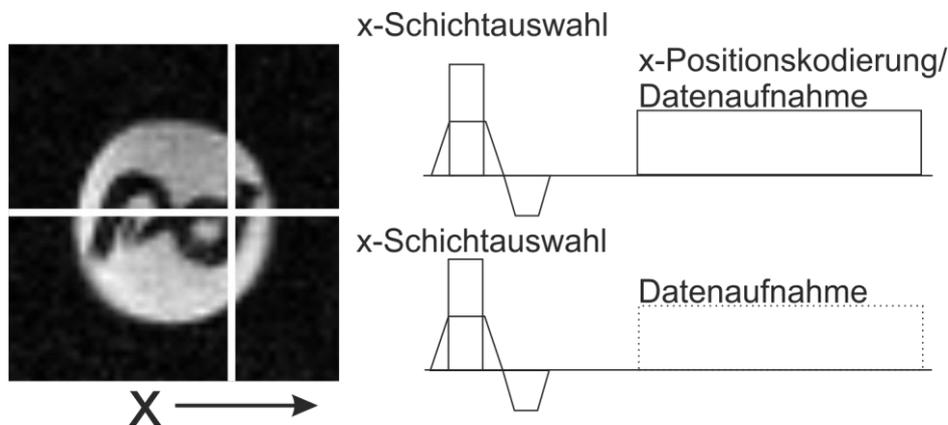


Abbildung 13 Verfahren zur Messung von Wirbelströmen.

Ein Puls mit Schichtgradient wählt eine dünne Schicht aus. Anschließend wird der Phasenverlauf der Spins während eines Gradienten mit derselben Kodierungsrichtung aufgenommen. Die Position der Schicht wird variiert, um damit die Auswirkungen lokal festzustellen. Um Effekte vom Schichtgradienten oder von Receiverphasenoffsets reduzieren zu können, wird dieselbe Messung ohne den Gradienten aufgenommen und die Differenz der beiden Phasenverläufe gebildet.

3.3.2 Ergebnisse

Ein einzelner Trapezgradient wurde angelegt und die dadurch induzierten Wirbelströme gemessen (Abbildung 14). Die dazugehörigen Wirbelströme mit linearen (Abbildung 14a) und konstanten (Abbildung 14b) Feldverlauf wurden für beide Magneten und alle Gradientenrichtungen gemessen. Die rote Kurve zeigt die Ergebnisse für die Ferritpolschuhe und die blaue für die Eisenpolschuhe. Der Pfeil markiert die Wirbelströme, welche nach dem Abschalten des Gradienten aufgetreten sind. Da der Gradientenverstärker spannungsgesteuert ist, sind sprunghafte Steigungsänderungen nicht realisierbar. Die Folge sind abgerundete Kanten, wodurch der Unterschied zwischen beiden Magneten unterschätzt wird. Deswegen ist das in Tabelle 1 angegebene Verhältnis der Trajektorienabweichung Δk zwischen beiden Magneten das minimale Verhältnis. Das Verhältnis errechnet sich aus den in der Tabelle 1 angegebenen Werte für die Standardabweichung (STD) von Δk .

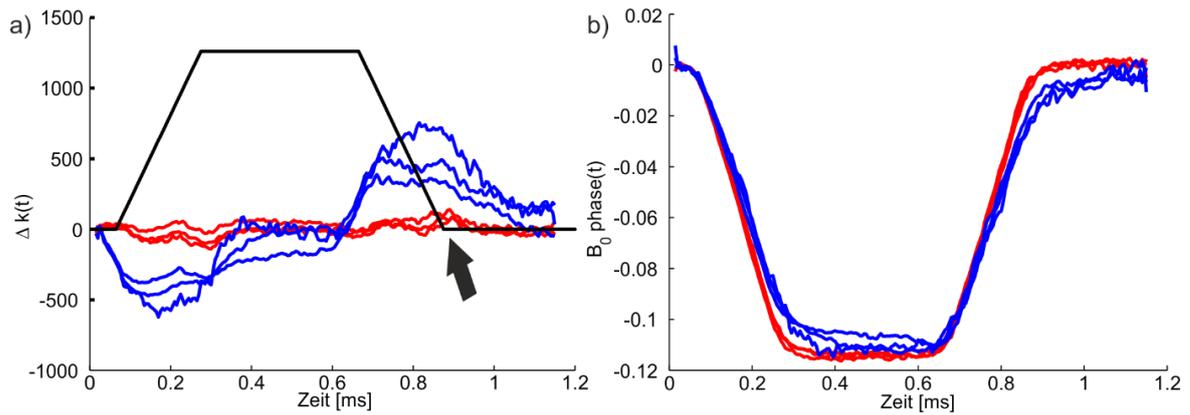


Abbildung 14 Ergebnisse der Wirbelstrommessung des Ferrit- und des Eisenmagneten.

a) Geplottete Differenz zwischen der k-Raum Trajektorie mit Wirbelströmen und der zu erwarteten Trajektorie ohne Wirbelströme. Die rote Kurve des Ferritmagneten zeigt einen sehr geringen Fehler in der Gradiententrajektorie. Die blaue Kurve des Eisenmagneten hingegen zeigt deutliche Abweichungen. Der Pfeil zeigt die Abweichungen, die durch die Spannungssteuerung des Gradientenverstärkers entstehen können.

b) Phasenakkumulation durch die Wirbelströme des Ferritmagneten (rot) und Eisenmagneten (blau).

Gradienten- richtung	$STD(\Delta k)$ Ferritepolschuh	$STD(\Delta k)$ Eisenpolschuh	Verhältnis
x	32.34	242.25	7.5
y	30.00	212.45	7.1
z	42.32	282.46	6.7

Tabelle 1 Standardabweichungen zwischen der vorgegebenen und gemessenen Trajektorie für den Ferritmagnet und für den Magneten mit Eisenpolschuhen.

Der Einfluss direkt auf das Signal lässt sich z.B. durch eine Spin-Echo-Sequenz zeigen, bei der ein Bipolargradient so angelegt wird, dass die transversale Magnetisierung exakt zum Echomittelpunkt rephasiert wird. Die Aufnahme nimmt einen Bereich von mehreren Millisekunden um das Echo herum auf. Wenn durch das Schalten des zweiten Gradienten Wirbelströme induziert werden, führt dies zu Veränderungen in der Homogenität des B_0 -Feldes. Diese wiederum verändert das T_2^* -Abklingverhalten des Echos. Die Ergebnisse für den Magneten ohne Ferrit sind in Abbildung 15a und die mit Ferrit in Abbildung 15b dargestellt. Die Einflüsse der Wirbelströme sind beim Ferritmagneten fast vollständig aufgehoben.

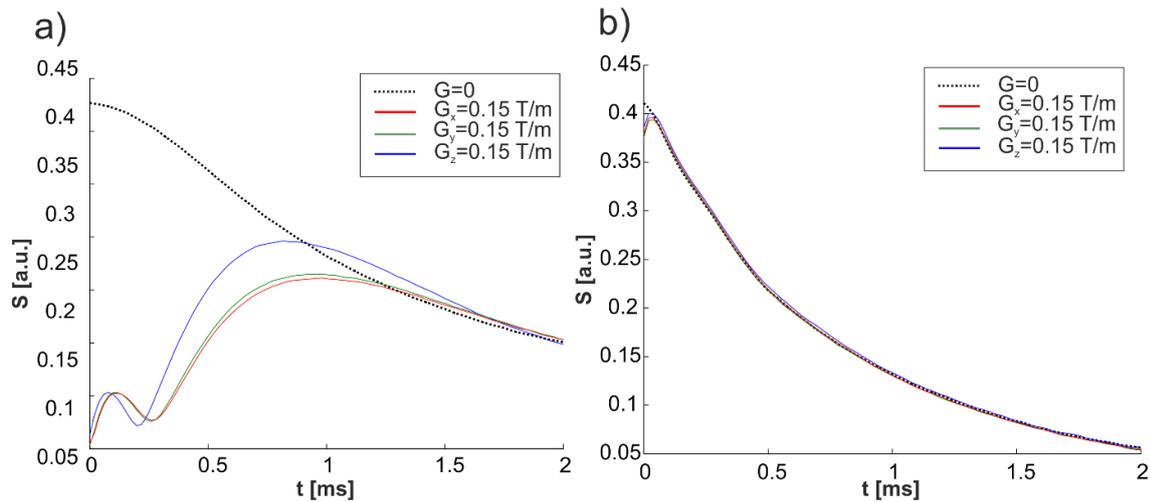


Abbildung 15 Einfluss der Wirbelströme auf den Signalverlauf des Echos.

Der Signalverlauf ab dem Echomittelpunkt nach dem Schalten eines Bipolargradienten unterscheidet sich deutlich je nach Polschuhvariante. Die Auswirkungen wurden einzeln für alle drei Gradientenrichtungen beim Magneten mit Eisenpolschuhen a) und bei Ferritpolschuhen b) aufgenommen. Die gepunktete Linie zeigt den Referenzverlauf ohne Gradienten an.

3.4 Empfangssystem

Der entwickelte Scanner ist so aufgebaut, dass das Empfangsmodul leicht ausgetauscht werden kann. Dadurch wird die Messung unterschiedlicher Probengrößen ermöglicht. Die Empfangsmodule verfügen über ein integriertes Ankoppelnetzwerk, welches auf die Resonanzfrequenz des Magneten abgestimmt ist (Abbildung 16b). Beim Ankoppelnetzwerk der Spule legt der Tune-Kondensator die Frequenz des Schwingkreises fest und der Match-Kondensator, um Reflektionen zu vermeiden, die Abstimmung auf 50 Ω .

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden drei Module gebaut: eine Solenoidspule, eine aufklappbare HF-Spule und ein flexibles System.

3.4.1 Solenoidspule

Die Solenoidspule besitzt einen Durchmesser von 10 mm und ist für Messungen von Proben in 10 mm Glasröhrchen optimiert. Die Proben können dabei nur durchgesteckt und nicht seitlich eingebracht werden. Die Spule diente als Referenzspule und wurde für die Messung von Schlauchphantomen oder NMR-Proben gebaut. Die Spule wurde nach den Vorarbeiten von [70] gewickelt. Details zur Homogenität der Spule sind in der zitierten Arbeit zu finden.

3.4.2 Aufklappbare Spule

Die aufklappbare HF-Spule wurde von der Basis [70] ausgehend weiterentwickelt. Die Spule besteht aus zwei Segmenten mit spiralförmig angeordneten Leitungen. Der Stromverlauf ist in Abbildung 16a dargestellt. Der Strom fließt in den Leitungen in der oberen und entgegengesetzt in der unteren Hälfte in die gleiche Richtung. Dies ist durch die grünen Pfeile in Abbildung 16a dargestellt. Die Segmente sind zur horizontalen Achse gespiegelt angebracht. Aus diesem Grund fließt der Strom, bei entsprechender Beschaltung, in der unteren Hälfte im oberen Segment in die gleiche Richtung, wie im unteren Segment in der oberen Hälfte (s. grüne Pfeile). Wickelt man die Folie um eine Probe, so ist das magnetische Feld im Zentrum der Aufklappspule ähnlich zu

dem einer Solenoidspule. Der Vorteil der aufklappbaren Spule liegt in ihrer offenen Konstruktion. Diese ermöglicht es auch passende Pflanzen mit einem dünnen Stängel aber großer Blüte zu messen.

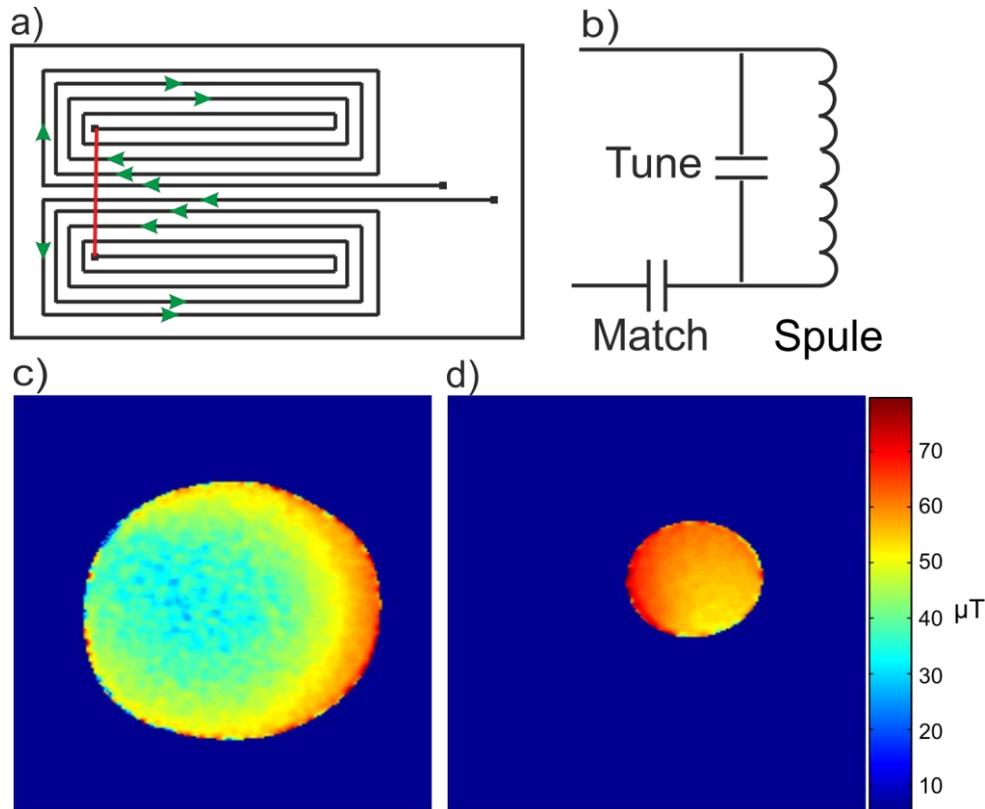


Abbildung 16 Konzeption und Charakterisierung der Aufklappspule.

a) Die Ätzmaseke für die Aufklappspule ist dargestellt. Die grünen Pfeile zeigen die Richtung des Stromverlaufs. Dabei ist der Verlauf im Zentrum gleichgerichtet. Beim Wickeln um eine Probe entsteht dadurch ein ähnlicher Verlauf wie bei einer Solenoidspule. Die rote Linie ist die elektrische Verbindung der beiden Elemente.

b) Dargestellt ist der Schaltplan des Ankoppelnetzwerkes der Spulen. Der Tune-Kondensator legt die Frequenz des Schwingkreises fest. Der Match-Kondensator bestimmt die Abstimmung auf 50Ω , wodurch Reflektionen an den Kabeln vermieden werden.

c) und d) B_1 -Karten der Aufklappspule bei unterschiedlichen Probengrößen (c) 10 mm und b) 5 mm). Die Farbskalierung ist für beide Karten gleich. Da die Spule flexibel ist, wird sie für kleinere Proben entsprechend enger um die Probe gewickelt, wodurch ein höheres B_1 -Feld erreicht wird.

Um die Homogenität des Magnetfeldes der aufklappbaren Spule zu bestimmen, wurde mit einer 2D Spin-Echo Messung mit Bloch-Siebert-Pulsen [71] B_1 -Karten aufgenommen. Das B_1 -Feld wurde für eine 10 mm und eine 5 mm Ölprobe bestimmt. Hierzu wurde ein Rechteckpuls mit einer Länge von 1,2 ms und einer Offsetfrequenz von 30 kHz verwendet. Eine Matrix von 128×128 mit einem Bildausschnitt (engl. field of view, kurz FOV) von 15×15 mm wurde aufgenommen und 20-mal gemittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 16 c/d dargestellt.

Die Skalierung der Farbkarte ist für beide Abbildungen gleich. Der Mittelwert für die B_1 -Feld Homogenität beträgt bei der 10 mm Probe $40,5 \mu\text{T}$ mit einer Standardabweichung von $7,2 \mu\text{T}$. Für die 5 mm Probe ergibt sich ein Wert von $59 \mu\text{T}$ mit einer Standardabweichung von $4,8 \mu\text{T}$.

3.4.3 Flexible Spule

Für Pflanzen mit einem Durchmesser kleiner als 5 mm erweist sich die flexible Spule als optimal. Bei dem Modul wird ein vorgefertigter Draht, in der Form einer Solenoidspule, um die Pflanze herumgewickelt. Dieser Draht wird dann über Steckverbinder an das zugehörige Ankoppelnetzwerk angeschlossen. Die Homogenität der flexiblen Spulen ist abhängig von der Qualität der jeweiligen Wicklungen, erreicht aber im Optimalfall die der in Abschnitt 3.4.1 vorgestellten Solenoidspule.

Die Aufklappspule ist für diese Größenordnung suboptimal, da der Biegeradius des Materials nicht ausreicht, um sie eng genug um die Probe herumzuwickeln.

3.5 Rauschunterdrückung

Zur Charakterisierung von Spulen wird das Verhältnis von Signal zu Rauschen (engl. signal to noise ratio, kurz SNR) angegeben (s. Abschnitt 2.3). Da das Signal bei portablen Magneten durch das ohnehin niedrige Grundmagnetfeld sehr gering ist (Abschnitt 2.3), ist es wichtig das Rauschen möglichst zu reduzieren.

Ganzkörpertomographen werden üblicherweise in einem extra HF abgeschirmten Raum betrieben, um externes Rauschen zu reduzieren. Bei mobilen Tomographen hingegen wird in der Regel eine HF-Abschirmung direkt um den Tomographen eingesetzt, um einen raumunabhängigen Einsatz zu ermöglichen. Für den Fall, dass Proben gemessen werden sollen, die größer als das Gehäuse sind, ist das Problem, dass diese Rauschen von außerhalb in die HF-Abschirmung bringen. Die Proben wirken dabei wie Antennen und leiten das elektrische Feld des Rauschens zur HF-Spule. Mittels kapazitiver Kopplung wird das Rauschen dann in die HF-Spule eingekoppelt und im Empfänger gemessen.

Um dieser Art von Rauschen entgegenzuwirken, wurden zwei Verfahren zur Rauschunterdrückung bei Messungen an größeren Pflanzen entwickelt. Das eine Verfahren basiert auf einer Schirmung, die gezielt das elektrische Feld unterdrücken soll. Beim anderen Verfahren handelt es sich um eine Gleichtaktunterdrückung, bei dem die unterschiedliche Ankopplung des externen Rauschens und die des Probensignals genutzt wird.

Um eine qualitative Bewertung der Rauschunterdrückung zu erreichen, werden SNR-Messungen durchgeführt. Eine Spin-Echo Sequenz, bei dem die Echoamplitude mit dem Rauschen ohne Anregungspulse verglichen wird, liefert die Daten für die SNR Berechnung.

Um reproduzierbare und vergleichbare Messungen zu erreichen, wurde in ein mit Öl befülltes Phantom eine Antenne in Form eines dünnen Drahtes gesteckt. Wenn stattdessen direkt an einer Pflanze gemessen würde, könnten Veränderungen der Antenneneigenschaften, z.B. durch eine geänderte Ausrichtung der Pflanze oder einer Änderung des Wassergehalts die Ergebnisse verfälschen.

3.5.1 Gehäuse

Zur Reduzierung des Rauschens durch externe elektrische Felder wird eine Aluminiumschirmung mit einer Wandstärke von 6 mm eingesetzt. In diesem Faraday'schen Käfig induzieren Wechselfelder Wirbelströme, die nach der Lenz'schen Regel ihrer Entstehung entgegenwirken.

Bei einem inneren Abstand von 197 mm und Öffnungen, die nur die Dämpfung von Frequenzen oberhalb von 285 MHz beeinträchtigen, erhält man nach [72] eine Dämpfung von mindestens 60 dB bei Frequenzen über 10 kHz.

3.5.2 Selektive Schirmung

Auf der Grundlage des Faraday'schen Käfigs wurde eine Schirmung entwickelt, welche das durch die Probe transportierte Rauschen reduziert. Der Aufbau der Schirmung entspricht dem Konzept des Faraday'schen Käfigs, bei dem nur Längsstreben vorhanden sind (Abbildung 17). Die Schirmung wird zwischen der Sende-/Empfangsspule und der Probe angebracht.

Die Streben, bestehend aus Kupfer, verfügen über eine sehr geringe Ausdehnung von 800 μm und das magnetische Feld der Sendespule liegt orthogonal zu den einzelnen Streben. Durch die geringe Ausdehnung und die großen Schlitzte werden die Induktionsströme unterbrochen, so dass das magnetische Feld nur minimal abgeschirmt wird. Dies gilt nach dem Reziprozitätsprinzip [73] sowohl für das magnetische Feld, welches die Spule empfängt, als auch für das magnetische Feld, das von der Probe erzeugt wird.

Die Schirmung des magnetischen Feldes wird vom Abstand der Streben zueinander bestimmt [74]. Umso geringer der Abstand ist, desto höher wird die Schirmung von Rauschen und Signal. Es wurden deswegen drei Schirmungen mit verschiedenen Abständen gebaut und vermessen. Dies wurde im Rahmen der Masterarbeit von Daniel Oppelt [56] durchgeführt. Die Darstellung des Aufbaus der Schirmung wurde aus dessen Arbeit entnommen (Abbildung 17).

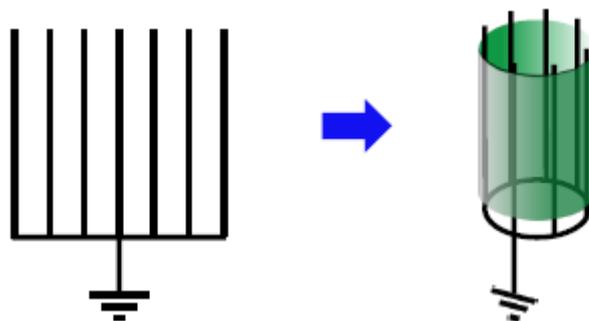


Abbildung 17 Schirmung zur Rauschunterdrückung.

Der Schirm aus einzelnen Streben wird aus einer Kupferfolie durch Wegätzen der Flächen zwischen den Streben erstellt. Die Folie ist so flexibel, dass sie auch um kleine Proben gewickelt werden kann. Das zum Ätzen verwendete Verfahren limitiert die minimale Strebendicke auf 800 μm . Abbildung aus [56] entnommen.

3.5.3 Gleichtaktunterdrückung

Die Rauschunterdrückung auf Basis der Gleichtaktunterdrückung (engl. common mode rejection; kurz CMR) nutzt die unterschiedlichen Arten der Signalankopplung zwischen dem externen Rauschen und dem Signal der Probe. Eine Probe, die als Antenne wirkt, transportiert das elektrische Feld zur Empfangsspule, wo es kapazitiv über den ganzen Verlauf der Spule eingekoppelt wird. Als Folge erhält man eine Spannungserhöhung in beiden Enden der Spule, wie es in Abbildung 18c dargestellt ist. Das Standardankoppelnetzwerk legt ein Ende auf Masse, wodurch eine Potentialdifferenz im Empfänger entsteht. Das Rauschen wird dann vom

Empfänger registriert. Wird zwischen dem Empfänger aber ein Transformator eingefügt (Abbildung 18b), wird das Potential an beiden Enden des Transformators gleich angehoben und kann deswegen nicht weitergeleitet werden.

Im Gegensatz dazu erzeugt das induktiv eingekoppelte MR-Signal von der Probe eine Potentialdifferenz in der Spule und damit auch am Transformator. Das Signal wird dann nicht vom Transformator beeinflusst.

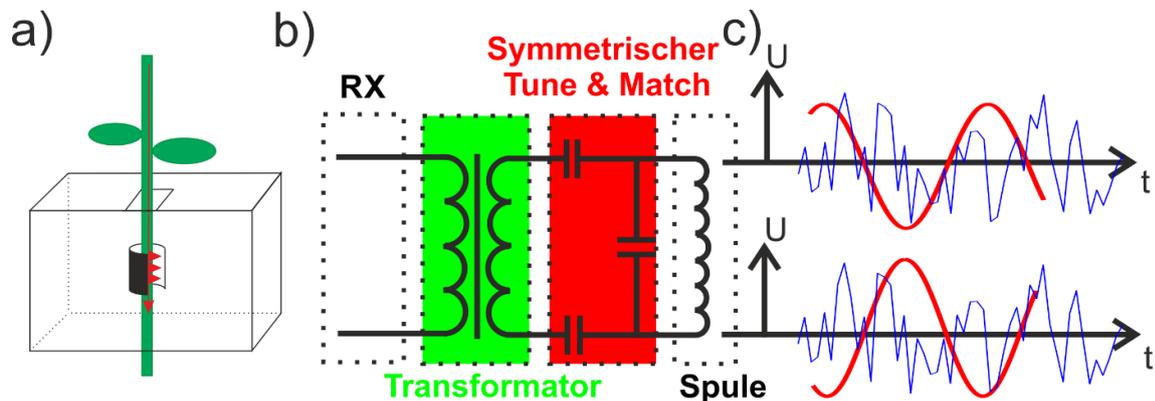


Abbildung 18 Reduktion des Rauschens durch die Gleichtaktunterdrückung.

a) Transport des Rauschens durch die Pflanze in das Innere des Gehäuses und in die Empfangsspule. Die Pflanze wirkt dabei wie eine Antenne.

b) Schaltplan der Rauschunterdrückungsschaltung. Das durch die Pflanze kapazitiv induzierte elektrische Feld des Rauschens ist, wie in c) dargestellt, an beiden Enden der Spule gleich. Das magnetische Feld des MR-Signals wird durch Induktion eingekoppelt und induziert in beiden Enden der Spule eine entgegengesetzte Spannung (rot). Der in grün markierte Transformator lässt nur Differenzen zwischen beiden Eingängen durch. Gleichgetaktete Signale des antenneninduzierten Rauschens (blau) werden dadurch herausgefiltert.

3.5.4 Ergebnisse

Selektive Schirmung

Die Ergebnisse der Schirmung sind für 8, 15 und 29 Streben in Abbildung 19 dargestellt. Weiterhin sind zum Vergleich Ergebnisse ohne Antenne und Ergebnisse mit Antenne aber ohne Schirmung aufgeführt. Die einzelnen Werte für Rauschen, Signal und SNR sind auf das jeweilige Maximum normiert.

Bei den Messergebnissen zeigt sich, dass das induzierte Rauschen mit zunehmender Zahl der Streben abnimmt. Die Abschirmung des MR-Signals wird jedoch mit zunehmender Anzahl von Streben auch höher. Das SNR-Optimum der drei Schirmungen ist bei der Version mit 15 Streben gegeben. Das SNR ist hier vergleichbar mit dem SNR ohne die zusätzliche Antenne.

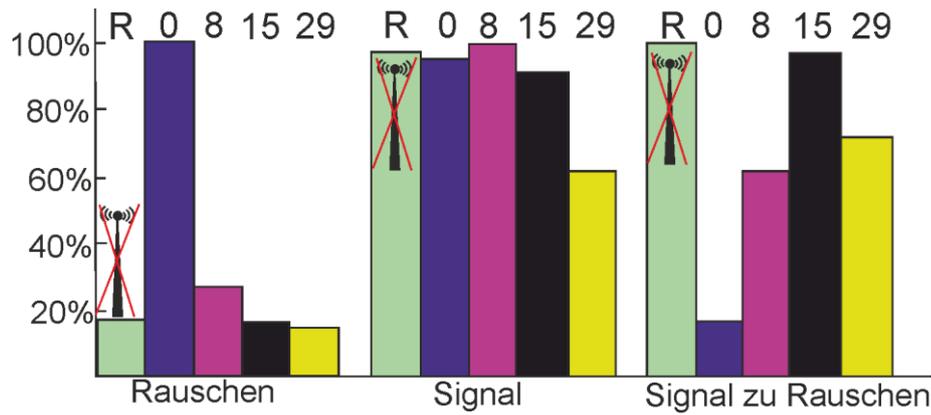


Abbildung 19 Charakterisierung der Schirmung.

Das Balkendiagramm zeigt den Einfluss der Antenne bei einer unterschiedlichen Anzahl an Streben der selektiven Schirmung. Die Anzahl der Streben der Schirmung sind über den zugehörigen Balken angegeben. Die Referenz ohne Antenne ist mit R gekennzeichnet. Mit zunehmender Anzahl von Streben wird das Rauschen reduziert. Bei 29 Streben wird jedoch auch das Signal so weit reduziert, dass das SNR schlechter als bei 15 Streben ist.

Gleichtaktunterdrückung

Die Ergebnisse der Rauschunterdrückung durch die Gleichtaktunterdrückung (CMR) sind in Abbildung 20 dargestellt. Die Messungen, bei denen die Antenne für das Rauschen eingesteckt war, sind durch das Antennensymbol markiert. Die Gleichtaktunterdrückung entfernt das induzierte Rauschen um etwa 860 % und beeinträchtigt dabei das Signal kaum. Die genauen Werte sind in Tabelle 2 dargestellt.

Gleichtaktunterdrückung	SNR	Signal [a.u.]	Rauschen [a.u.]	Antenne im Phantom
Nein	$5.86 \cdot 10^5$	0.34	$0.58 \cdot 10^{-6}$	Nein
Nein	$0.36 \cdot 10^5$	0.33	$9.07 \cdot 10^{-6}$	Ja
Ja	$6.16 \cdot 10^5$	0.36	$0.58 \cdot 10^{-6}$	Nein
Ja	$5.06 \cdot 10^5$	0.34	$0.68 \cdot 10^{-6}$	Ja

Tabelle 2 Ergebnisse der Rauschunterdrückung durch die Gleichtaktunterdrückung.

Bei der Gleichtaktunterdrückung ist das Rauschen beim Einfügen der Antenne nur um 17% erhöht. Im Vergleich dazu entsteht eine Steigerung von 1463 % bei der Referenz ohne CMR.

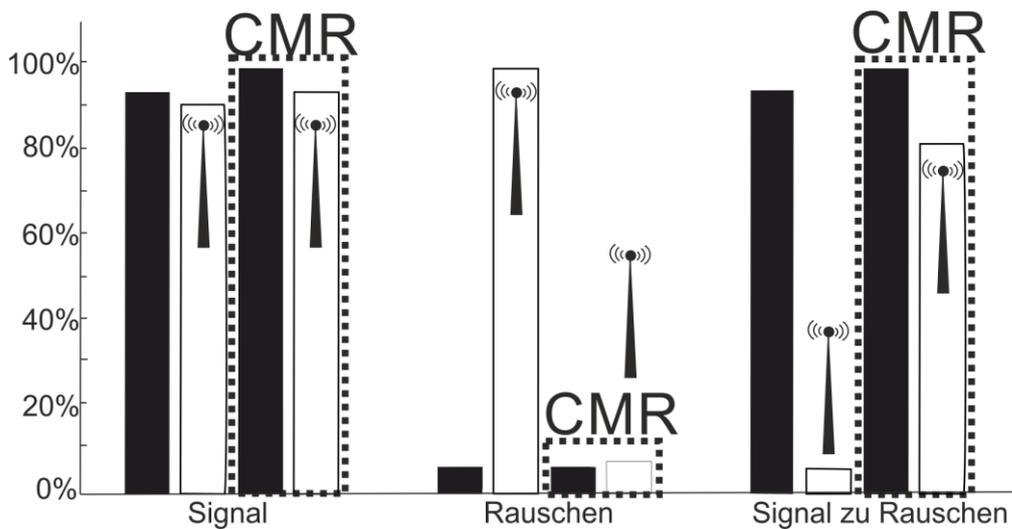


Abbildung 20 Charakterisierung der Gleichtaktunterdrückung (CMR)

Ergebnisse der Rauscherunterdrückung durch das Verfahren der Gleichtaktunterdrückung. Das Antennensymbol zeigt an, ob eine Antenne in die Probe gesteckt wurde. Die Ergebnisse ohne gestrichelte Umrandung zeigen die Referenz ohne CMR. Das Rauschen wird durch die CMR deutlich reduziert und entfernt fast komplett das induzierte Rauschen.

Vergleich der Verfahren

Die Ergebnisse zwischen der CMR SNR-Messung und der SNR-Messung mit dem Schirm mit 15 Streben sind in Abbildung 21 dargestellt. Zusätzlich wurde eine Referenzmessung ohne Antenne in grün hinzugefügt. Die einzelnen Werte sind auf das jeweilige Maximum normiert.

Die SNR-Messungen zur Rauscherunterdrückung zeigen, dass die beiden angewendeten Verfahren sich nicht signifikant voneinander unterscheiden (Abbildung 21). Folglich eignen sich beide Verfahren gleichermaßen zur Reduzierung des Rauschens bei Messungen an Pflanzen, welche größer als das Messgehäuse sind. Da der Schirm einen zusätzlichen Platz im Probenraum benötigt, ist der Vorteil der CMR-Methode die einfache Handhabung, bei der nur die Schaltung angepasst wird.

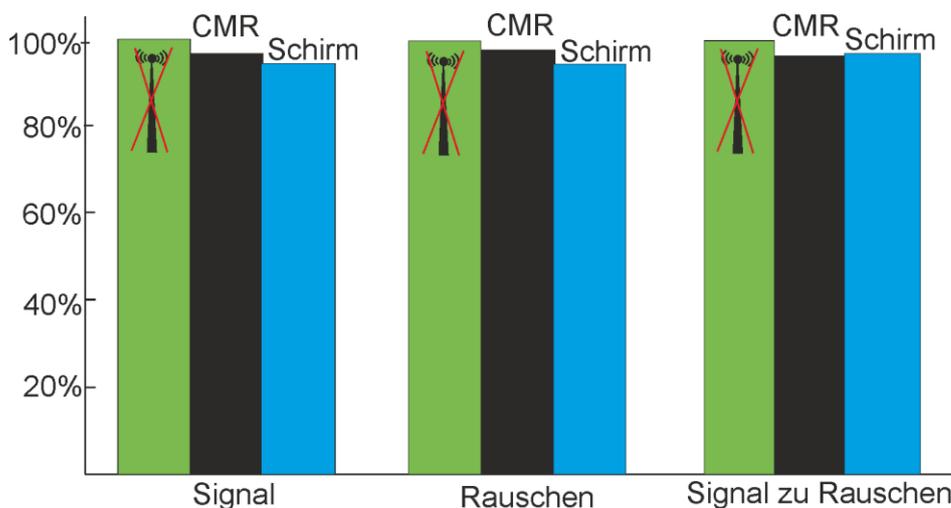


Abbildung 21 Vergleich der Rauscherunterdrückungsverfahren.

Das Balkendiagramm zeigt die SNR-Messungen im Vergleich zwischen der Gleichtaktunterdrückung (CMR) und dem Schirm mit 15 Streben. Die einzelnen Blöcke sind jeweils auf das Maximum des Blocks skaliert. Beide Systeme liefern im Rahmen der Messgenauigkeit das gleiche Ergebnis.

3.6 Ansteuerung des Sensors

Im Rahmen der Arbeitsgruppe Mobile MR des Forschungszentrums Magnet Resonanz Bayern (MRB) wurde die Konsole drive⁴ konstruiert, die nun von der Firma Pure Devices vertrieben wird. Eine dazugehörige Software wurde innerhalb der vorliegenden Arbeit entwickelt. Mittels der Konsole wurden die HF-Spulen und Gradientenspulen angesteuert. In Abbildung 22 ist die Konsole sowie der Messaufbau abgebildet.

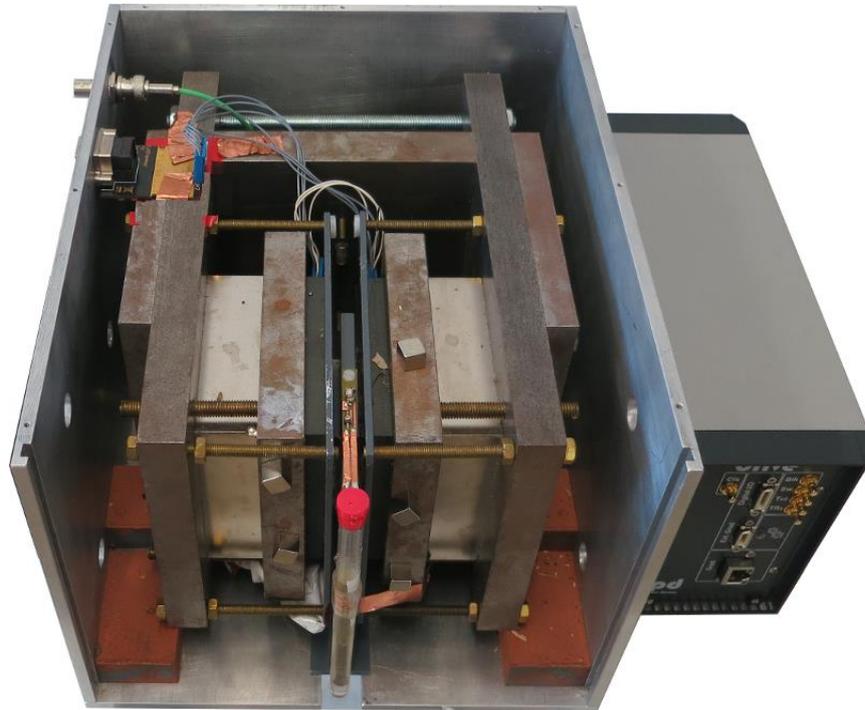


Abbildung 22 Foto des Messsystems.

Das Foto zeigt den gebauten Magneten mit Ferritpolschuhen (links) und die verwendete MR-Konsole (rechts).

Der schematische Aufbau der MR-Konsole ist in Abbildung 23 dargestellt. Mit Hilfe der Steuerungssoftware wird die MR-Sequenz zunächst in ein passendes Format umgewandelt, das der FPGA⁵ der Konsole zum passenden Zeitpunkt an den Digital Analog Wandler (engl. digital analog converter, kurz DAC) weitergibt. Die Sendeverstärker für die HF-Spule und das Gradientensystem liefern danach Leistung, um HF-Pulse und Magnetfeldgradienten zu erzeugen.

Durch einen Sende-/Empfangsschalter kann das Signal der HF-Spule im Empfangsfall über einen Empfangsverstärker an einen Analog Digital Wandler (engl. kurz ADC) geleitet werden. Der ADC digitalisiert das Signal mit 125 MHz. Um die Phasen zu erhalten und die Datenmenge zu reduzieren, mischt der FPGA die Daten digital, durch den Vergleich mit einem von einem Taktgeber erzeugten Referenzsignal (der Systemfrequenz), herunter und überträgt die komplexen Werte über USB⁶ an den PC.

⁵ Ein FPGA ist ein integrierter Schaltkreis, der eine sehr schnelle parallele Bearbeitung von Datenströmen ermöglicht.

⁶ USB ist die Abkürzung für Universal Serial Bus, eine Schnittstelle und ein Protokoll zwischen Computern und Geräten.

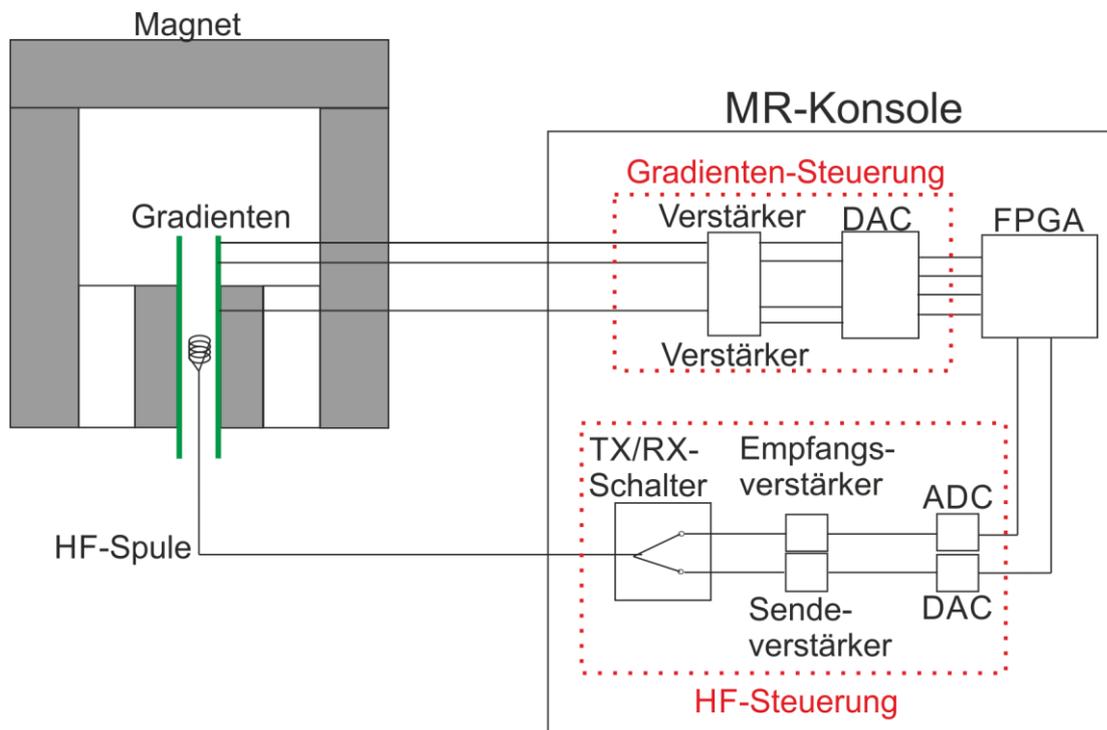


Abbildung 23 Skizze des verwendeten MR-Systems.

Die Ansteuerung des Scanners erfolgt durch die MR-Konsole. Ein FPGA kann parallel große Datenmengen verarbeiten und dadurch die benötigte hohe Zeitgenauigkeit erreichen. Die Umwandlung zwischen analog gemessenen Spannungen in digitale Daten wird durch den Analog Digital Wandler (engl. analog digital converter, kurz ADC) erreicht. Die analogen Sendesignale werden durch die Digital Analog Wandler (engl. kurz DAC) erzeugt. Alle einzeln dargestellten Leitungen stehen für differenzielle Leitungen.

3.7 Diskussion

Die ursprünglichen Ferritplatten alleine haben beim Bau erster Prototypen kein homogenes Feld erzeugen können. Erst durch die Erweiterung der Ferritplatten durch einen Eisenaufsatz konnte eine Homogenität des statischen B_0 -Feldes von unter 10 ppm auf 1 cm^3 erreicht werden. Der bis dato aktuelle MR-Scanner der Arbeitsgruppe hatte selbst bei einer Probengröße von $\varnothing 4 \text{ mm}$ und 2 mm Höhe keine vergleichbare Homogenität erzielen können. Somit stellt das modifizierte System eine deutliche Verbesserung gegenüber dem bisherigen mobilen System der Arbeitsgruppe dar.

Gleichzeitig erlauben die Ferritplatten eine Reduktion der Wirbelströme, so dass die Messung auch beim schnellen Schalten von hohen Gradientenfeldern möglich ist. Neben den Ferritplatten wurde im Rahmen der Arbeit ein zweites Verfahren entwickelt, um die Wirbelströme beim Kodieren zu reduzieren. Das Verfahren basiert auf HF-Gradienten und wird in Kapitel 6 vorgestellt.

Das durch die Antennenwirkung von Pflanzen induzierte Rauschen wird durch die im Rahmen der Arbeit entwickelten Techniken zur Rauschunterdrückung so weit entfernt, dass dieses vernachlässigbar ist. Damit ermöglichen die Techniken Messungen ohne zusätzlichen Zeitaufwand für mehrere Mittelungen. Die Gleichtaktunterdrückung ist die leichter zu handhabende Technik, da hier keine zusätzlichen Leiterbahnen in den Probenraum gebracht

werden müssen. Weiterhin ist eine genaue Ausrichtung, wie sie bei der selektiven Schirmung nötig ist, nicht von Bedeutung. Aus diesen Gründen wurde bei allen Messungen, soweit nicht anders angegeben, die Gleichtaktunterdrückung als Rauschunterdrückung angewendet.

Kapitel 4

Flussmessungen

Dieses Kapitel beschreibt die Grundlagen zur Flussmessung sowie die im Rahmen der Promotion durchgeführte Weiterentwicklung der AC-Methode. Zum Beginn des Kapitels wird zunächst das Strömungsverhalten von Flüssigkeiten vorgestellt. Danach wird ein kurzer Überblick über die bestehenden Methoden zur Messung von Fluss gegeben. Im Anschluss daran wird die AC-Methode näher vorgestellt, ihre Auswahl zur Messung von Fluss am mobilen MR-Gerät begründet, sowie die notwendige Weiterentwicklung der Methode erläutert. Abschließend wird eine Simulation basierend auf der weiterentwickelten Methode präsentiert und mit realen Ergebnissen verglichen. Teile dieses Kapitels wurden veröffentlicht: Ralf Kartäusch, Xavier Helluy, Peter Jakob, Florian Fidler, "Optimization of the AC-gradient method for velocity profile measurement and application to slow flow", Journal of Magnetic Resonance, 2014 [75]

4.1 Strömungsverhalten von Fluiden

4.1.1 Flussprofil

Die Strömung in einem Rohr wird allgemein durch laminare oder turbulente Strömungen beschrieben. Die Identifikation der Strömungsart erfolgt durch die Reynolds-Zahl.

Da im Rahmen dieser Arbeit nur sehr geringe Flussgeschwindigkeiten, im Bereich $\mu\text{m/s}$ bis mm/s , betrachtet werden, wird sich im Folgenden ausschließlich auf laminare Strömungen bezogen. Somit liegt ein parabelförmiges Flussprofil vor, das nach dem Gesetz von Hagen-Poiseulle wie folgt beschrieben werden kann:

$$v(r) = 2\bar{v}\left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \quad (3.1)$$

Die mittlere Geschwindigkeit ist hier durch \bar{v} beschrieben. Der Radius des Rohrs wird mit R bezeichnet und der Abstand vom Mittelpunkt des Rohrs ist mit r angegeben. Abbildung 24 zeigt beispielhaft ein laminares Flussprofil. Am Rand des Rohrs ist ein Anteil von stationären Spins. In der Mitte des Rohrs ist der Fluss maximal mit $v(0) = 2\bar{v}$.

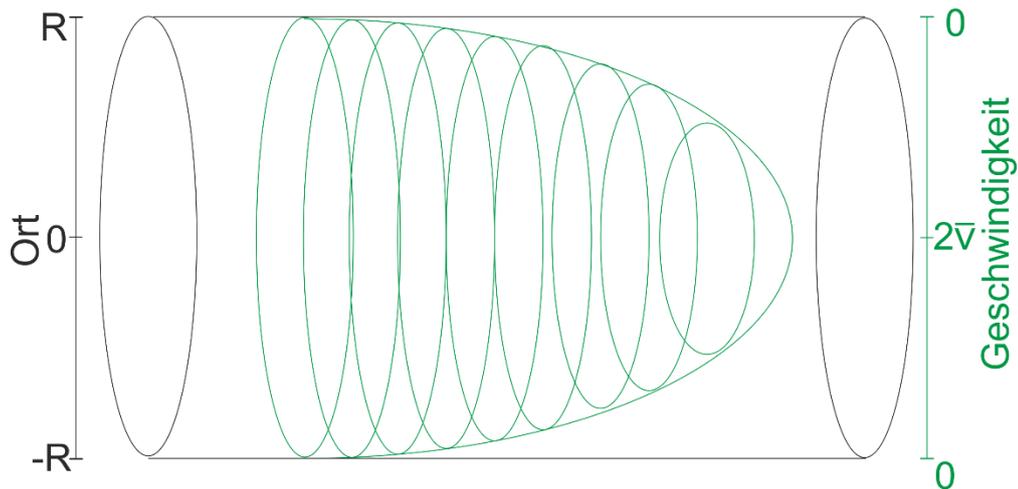


Abbildung 24 Laminarer Fluss mit einem parabolischen Flussprofil.

Vom Rohrzentrum bis zum Rand des Rohrs ist aufgrund der Reibung der Flüssigkeit mit dem Rohr und der inneren Reibung der Flüssigkeit, eine fortschreitende Abnahme der Flussgeschwindigkeit festzustellen.

Die Flussgeschwindigkeiten sind um den Mittelpunkt kreisförmig konstant. Mit dem Gesetz von Hagen-Poiseulle lässt sich zeigen, dass die Geschwindigkeiten $0-2\bar{v}$ gleichverteilt auftreten. Daraus ergibt sich eine Geschwindigkeitsverteilung wie sie in Abbildung 25 dargestellt ist.

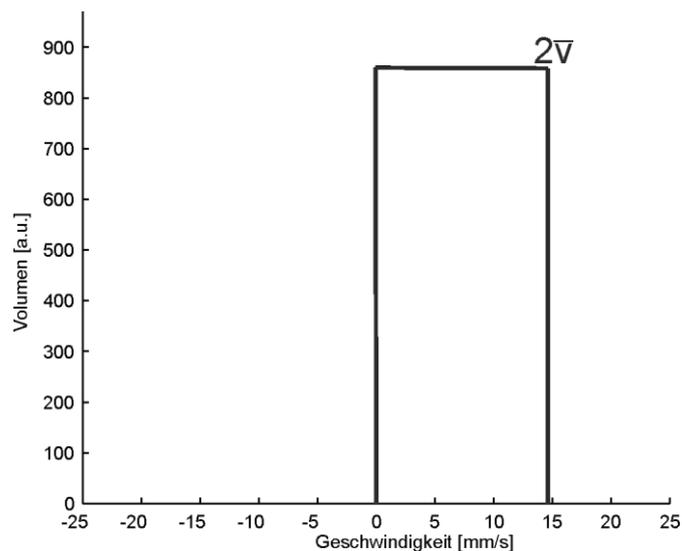


Abbildung 25 Geschwindigkeitsspektrum des laminaren Flussprofils.

Bei niedriger Flussgeschwindigkeit in einem Rohr liegt ein laminares Geschwindigkeitsprofil vor. Die Geschwindigkeiten treten dabei gleichverteilt auf.

4.1.2 Diffusion

Eine zusätzliche, ungerichtete Bewegungskomponente entsteht durch die Selbstdiffusion in den verwendeten Proben. Die Teilchenstromdichte kann dabei durch das 1. Ficksche Gesetz

$$\mathbf{j} = -D\nabla c \quad (3.2)$$

beschrieben werden. c bezeichnet die Teilchendichte und D den Diffusionskoeffizienten. Aufgrund der Massenerhaltung gilt die Kontinuitätsbedingung:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \mathbf{j} \quad (3.3)$$

Setzt man diese Gleichung in das 1. Ficksche Gesetz ein, erhält man folgende Diffusionsgleichung:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla(D\nabla c) \quad (3.4)$$

Unter der Annahme eines ortsunabhängigen Diffusionskoeffizienten und einer uneingeschränkten isotropen Diffusion sowie der Anfangsbedingung eines Deltapeaks kann folgende Lösung für die Differentialgleichung gefunden werden:

$$c(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{(4\pi Dt)^d}} \exp\left(-\frac{\mathbf{r}^2}{4Dt}\right) \quad (3.5)$$

Die Dimensionalität wird hier mit d beschrieben. Die im Mittel zurückgelegte Strecke x der Teilchen mit der Diffusionskonstante D kann als stochastische Bewegung durch die Brownsche Molekularbewegung wie folgt beschrieben werden [76, 77]:

$$\sqrt{\langle x \rangle^2} = \sqrt{2dDt} \quad (3.6)$$

Die in Abschnitt 2.4.1 beschriebenen Bloch-Gleichungen müssen daraufhin zur Berücksichtigung der Diffusion modifiziert werden. Somit erhält man die Bloch-Torrey-Gleichung, die für einen ortsunabhängigen Diffusionskoeffizienten wie folgt dargestellt wird [78]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \overbrace{\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{B})}^{\text{Präzession}} - \overbrace{\begin{pmatrix} \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{M_z - M_0}{T_1} \end{pmatrix}}^{\text{Relaxation}} + \overbrace{D\Delta\mathbf{M}}^{\text{Diffusion}} \quad (3.7)$$

Durch die statistische, nicht reversible Bewegung in einem inhomogenen Magnetfeld entsteht eine Inkohärenz der transversalen Magnetisierung, woraus ein Signalverlust resultiert [51]. Darauf aufbauend haben Stejskal und Tanner 1965 mit dem Pulsed-Gradient-Spin-Echo-Experiment (PGSE) eine Methode entwickelt, welche die Bestimmung der Diffusionskonstante ermöglicht [79]. Für einen allgemeinen Gradientenverlauf, der die statische Magnetisierung komplett rephasiert (wie in Abbildung 26 beispielhaft dargestellt), erhält man durch Integration der Gleichung (3.7) folgende Diffusionsgewichtung:

$$\mathbf{M} = M_0 e^{-D \int_0^T F^2(t') dt'} \quad (3.8)$$

Hier ist M_0 die von der Diffusion ungestörte Magnetisierung und $F(t) = \int_0^{t'} G(t) dt$.

Der Exponentialteil wird häufig durch den Diffusionsgewichtungsfaktor $b = \int_0^T F^2(t') dt'$ verkürzt dargestellt [80]. Für das in Abbildung 26 dargestellte Beispiel erhält man $b = \gamma^2 G^2 \tau^2 (\Delta - \frac{\tau}{3})$.

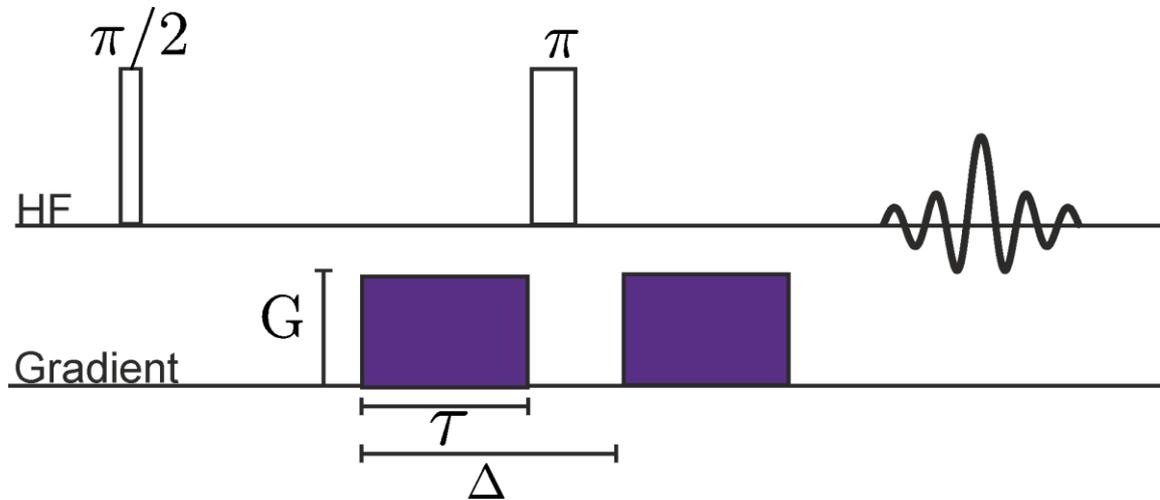


Abbildung 26 Diffusionsexperiment mit einem Bipolargradienten.

Bewegen sich Spins während der Gradienten oder in der Zeit zwischen den Gradienten, erhalten sie durch die Gradienten eine ortsabhängige Phasenaufprägung. Die Spins verlieren dadurch ihre Kohärenz und das Signal wird abgeschwächt.

4.2 Historische Entwicklung

Die Messung von Bewegung wurde schon zu Beginn der MR entwickelt. So führte Bloemberg bereits 1948 Änderungen der Relaxationszeiten auf den Effekt der Diffusion zurück [81]. Die Bestimmung der Diffusionskonstanten gelang Carr und Purcell Spin-Echo 1954 mittels Spin-Echos [52]. Diese Methode ist in den Bereich der Flugzeitmessung (engl. time of flight, kurz ToF) einzuordnen, bei der das Einfließen oder Ausfließen aus einer betrachteten Probe gemessen wird. Zu diesem Bereich wird auch die 1959 von Singer eingeführte Methode zur Messung von Einfluss-Effekten (engl. inflow-effect) am Mäuseschwanz gezählt [82].

Im Gegensatz dazu zeigten Stejskal und Tanner 1965 die Detektion von Bewegung mit Hilfe von gepulsten Magnetfeldgradienten [79] (engl. pulsed field gradient; kurz PFG). Mit der PFG lässt sich durch die Diffusionsbewegung im Magnetfeldgradienten eine Abschwächung der Magnetisierung beobachten. Angewendet auf gerichtete Bewegungen erhält man jedoch eine Phasenaufprägung, die proportional zur Bewegung ist.

Daran anknüpfend entwickelten Packer et. al. (1969 und 1972) [83, 84] und Garroway (1974) [85] Methoden, um spektroskopische Flusskodierungen zu ermöglichen. Durch Variation des PFGs mit verschiedenen Gradientenstärken lässt sich analog zum k-Raum ein sogenannter q-Raum kodieren (Redpath et al. [86]). Aus diesem Geschwindigkeitsraum können mittels einer Fouriertransformation Geschwindigkeitsprofile rekonstruiert werden. Alternativ dazu publizierte Walton et. al. 1986 [36] die AC-Gradienten Methode, die einen sog. CPMG-Zug in Kombination

mit aufeinanderfolgenden Bipolargradienten verwendet. Hierdurch wird die Aufnahme des q -Raums mit einer einzigen Anregung ermöglicht.

Als Erweiterung zu den genannten Methoden lassen sich mit Hilfe von Ortskodierungstechniken Schichtbilder aufnehmen, die entweder durch Magnetisierungspräparationen (Bourgeois et. al. 1991 [87] und Haase et. al. 1993 [88]) pixelweise die mittlere Geschwindigkeit liefern (Callaghan 1991 [37]) oder für jeden Pixel einzeln Flussprofile messen (Callaghan et. al. 1994 [89] und W. Köckenberger et. al. [32] 1997).

In den folgenden Abschnitten werden die Methoden näher beschrieben.

4.3 Flugzeitmessungen

Die in [82, 90] beschriebenen „Time of Flight“ (kurz ToF, deutsch Flugzeit) Messungen basieren auf einer Sättigung der Gesamtmagnetisierung und einem Ersetzen der gesättigten Magnetisierung durch frische, ungesättigte einfließende Magnetisierung. Der Vorgang ist in Abbildung 27 dargestellt.

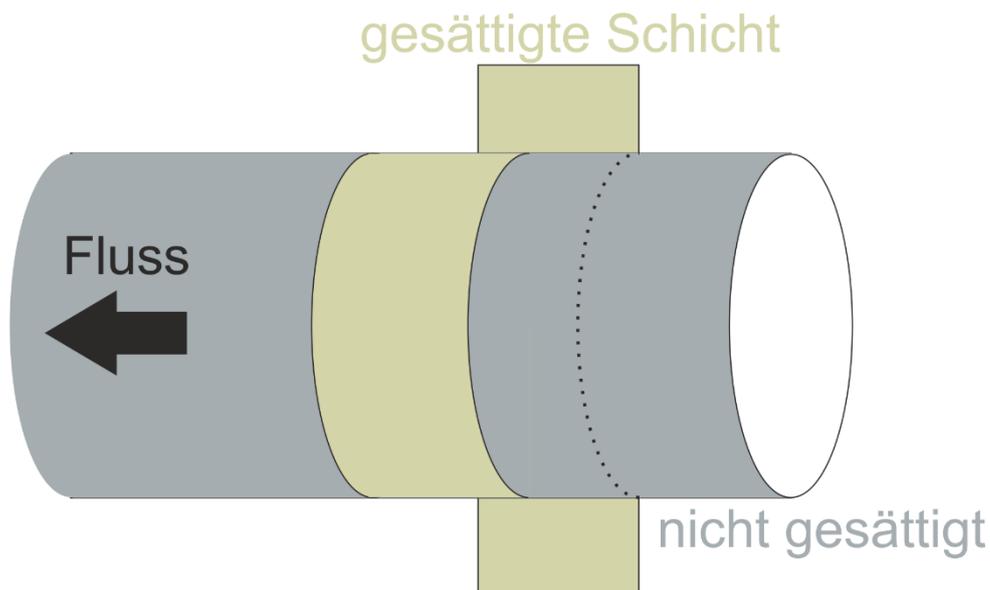


Abbildung 27 Flussmessung durch lokale Sättigung.

Eine ausgewählte Schicht (beige) wird zunächst gesättigt. In Abhängigkeit von der Flussgeschwindigkeit fließen ungesättigte Spins (grau) zurück in die Schicht.

Dies kann beispielsweise durch eine Sättigung einer Schicht durch einen $\pi/2$ Puls und einem Spoilergradienten, der die Magnetisierung dephasiert, erreicht werden. In Abhängigkeit von der Flussgeschwindigkeit fließt neue Magnetisierung in die Schicht und kann bei einer erneuten Anregung, beispielsweise durch einen $\pi/2$ Puls, in die Transversalebene gekippt und somit gemessen werden.

Ein Problem dabei ist, dass die stationäre Magnetisierung und der in der Schicht verbleibende Teil der fließenden Magnetisierung mit der T_1 -Zeit wieder in die Ursprungslage relaxiert und je nach Wartezeit bei der wiederholten Auslenkung unerwünschterweise zum Signal beiträgt.

Eine Quantifizierung der Flussgeschwindigkeit ist nur dann möglich, wenn entweder das lokale T_1 bekannt ist oder der Effekt durch eine Wartezeit signifikant kleiner als die T_1 -Zeit und somit vernachlässigbar ist.

4.4 Phasenkontrast

Die Phasenkontrastmethode wurde 1965 von Stejskal vorgestellt [91]. Im Gegensatz zur ToF-Methode wird bei der Phasenkontrastmethode durch einen gepulsten, bipolaren Gradienten (engl. pulsed field gradient; kurz PFG) eine Phase aufgeprägt, die eine direkte Proportionalität zur Geschwindigkeit aufweist.

Die Phasenaufprägung durch einen Gradientenverlauf $G_x(t)$ lässt sich wie folgt errechnen:

$$\Phi(x, t) = -\gamma \int x(t) G_x(t) dt \quad (3.9)$$

Der Ort $x(t)$ lässt sich als Taylorentwicklung darstellen:

$$x(t) = x_0 + \dot{x}t + \frac{1}{2}\ddot{x}t^2 + \dots \quad (3.10)$$

Bleibt die Geschwindigkeit wie im Folgenden angenommen während der Messung konstant, kann die Gleichung ab der ersten Ordnung vernachlässigt werden. Der Gradientenverlauf für einen Bipolargradienten ist in Abbildung 28a dargestellt. Der fließende Anteil der Magnetisierung ändert kontinuierlich seinen Ort und hat durch den Gradienten immer eine andere Präzessionsfrequenz. Die stationären Spins haben durch die Ortsabhängigkeit des Gradienten auch unterschiedliche Präzessionsfrequenzen, die aber zeitlich konstant sind. Die Phasenaufprägung nach dem ersten Gradienten zum Zeitpunkt t_1 (Abbildung 28a) berechnet sich wie folgt:

$$\Phi_{t_1} = -\gamma G x_0 \tau \mp \frac{1}{2} \gamma G \tau^2 v \quad (3.11)$$

Hier ist G die maximale Gradientenstärke und $\dot{x} = v$ die Geschwindigkeit. Die Phasenaufprägung hat eine ortsabhängige Komponente, die sich erst durch den zweiten entgegengesetzten Gradienten aufhebt. Somit ergibt sich für die Phasenaufprägung zum Zeitpunkt t_2 :

$$\Phi_{t_2} = -\gamma G \tau^2 v \quad (3.12)$$

Die Geschwindigkeit ist somit direkt proportional zur Phase und kann dadurch eindeutig quantifiziert werden. Die stationären Spins erhalten keine Phasenaufprägung und werden komplett rephasiert.

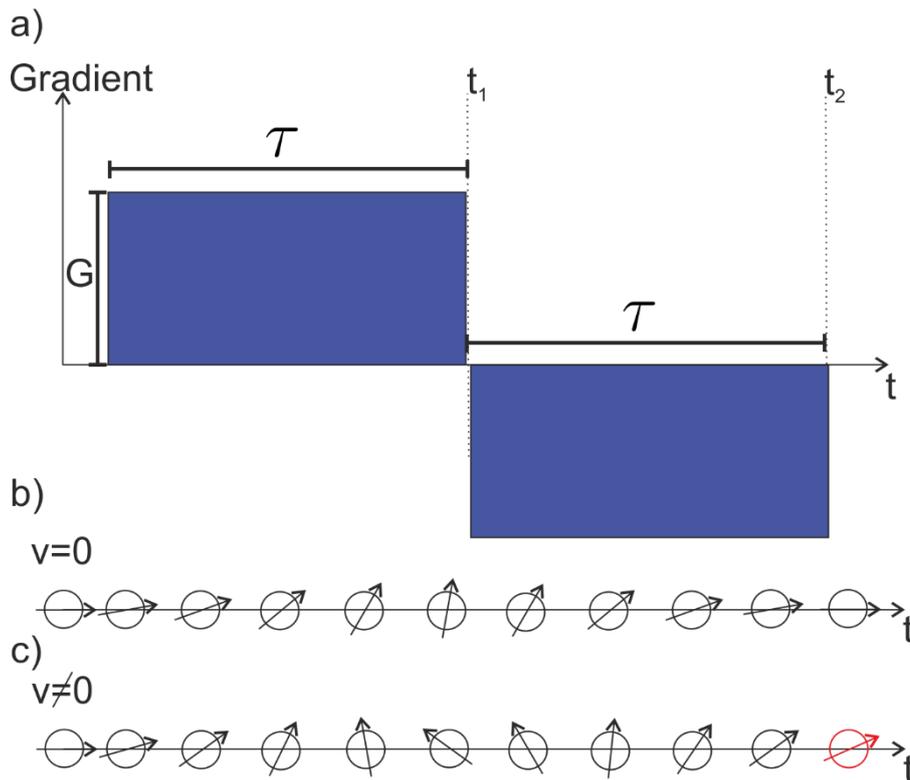


Abbildung 28 Verlauf der Phase während eines Bipolargradienten.

Der Bipolargradient (a) bewirkt durch die zwei entgegengesetzten Gradienten bei statischen Spins (b) keine Phasenaufprägung. c) Fließende Spins haben durch das ortsabhängige Magnetfeld immer eine andere Larmorfrequenz. Da durch die veränderte Position die Spins nicht das selbe Magnetfeld mit entgegengesetzte Stärke erfahren, rephasiert der zweite Gradientenpuls die Phase nicht vollständig (rot) .

Die Stärke der Kodierung der Geschwindigkeit muss der zu erwartenden Geschwindigkeit angepasst werden. Zwar ist die Phasenverschiebung direkt proportional zur mittleren Geschwindigkeit im Voxel, jedoch findet bei einer Phasenaufprägung größer als π ein Phasenwrap statt, was eine falsche Berechnung der Geschwindigkeit zur Folge hat. Bei unbekanntem Geschwindigkeiten oder einer hohen Geschwindigkeitsbandbreite ist dann eine eindeutige Geschwindigkeitsbestimmung nicht zweifelsfrei möglich.

Die gemessene Phase für einen Voxel ist die mittlere Phase über die gesamte transversale Magnetisierung. Sind die Gefäße mit Fluss kleiner als die Voxelgröße und umgeben von einem stationären Anteil, wird die mittlere Phasenverschiebung reduziert und damit die Geschwindigkeit im Gefäß unterschätzt.

Die Phasenverschiebung in einem Voxel kann auch ohne Flusskodierung von null abweichen. Dies tritt z.B. bei einem nicht exakten Zeitabgleich auf. Trifft das stimulierte Echo (vgl. Abschnitt 2.6.4) nicht auf das Spin-Echo oder ist der Gradient nicht genau zur Mitte des Aufnahme Fensters aufgehoben, entstehen zeit- und damit ortsabhängige Phasenoffsets.

Deshalb ist es meistens notwendig eine Phasenkarte als Referenz aufzunehmen [92]. Hier wird zum Beispiel eine Messung ohne Flusskodierungsgradienten durchgeführt und die Differenz der Phasenkarten gebildet. Alternativ kann auch eine Messung mit einem Bipolargradienten beginnend einmal mit einem Flussgradienten mit positiver Amplitude und einmal mit negativer

Amplitude aufgenommen werden. In beiden Fällen ist die Phase der fließenden Spins entgegengesetzt, wohingegen die Phase des stationären Anteils gleich bleibt. Eine Subtraktion der beiden Messdaten entfernt den stationären Anteil bei gleichzeitiger Erhöhung des Phasenooffsets der fließenden Spins [93].

Befinden sich aber entgegengesetzte Flussgeschwindigkeiten innerhalb eines Voxels, reduziert sich die Phasenaufprägung oder kann, bei gleicher Flussgeschwindigkeit in beide Richtungen, komplett aufgehoben werden.

Zur Behebung der oben beschriebenen Probleme wurde die Methode des Phasenkontrasts zur spektralen Flussmessung weiterentwickelt. Diese Methode wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

4.5 Spektrale Flusskodierung

Eine Erweiterung des einfachen Phasenkontrasts ist die spektrale Flusskodierung (engl. fourier velocity encoding). Hier wird, analog zur Ortskodierung im k-Raum, eine Geschwindigkeitskodierung im q-Raum durchgeführt. Durch eine Fouriertransformation erhält man daraus ein Flussspektrum für den gemessenen Voxel [94].

Die Phasenaufprägung durch einen Gradientenverlauf $G_x(t)$ errechnet sich wie folgt:

$$\Phi(x, t) = -\gamma \int x(t)G_x(t)dt \quad (3.13)$$

Der Ort $x(t)$ lässt sich als Taylorentwicklung darstellen:

$$x(t) = x_0 + \dot{x}t + \frac{1}{2}\ddot{x}t^2 + \dots \quad (3.14)$$

Definiert man

$$q = \gamma \int G_x(t)tdt \quad (3.15)$$

lässt sich für eine Spindichte $\rho(v)$ mit Spins, die eine zeitlich konstante Geschwindigkeit besitzen, der Signalverlauf durch

$$S(t) = \int \rho(v)e^{iqv}dv \quad (3.16)$$

ausdrücken. Durch eine Fouriertransformation der Gleichung (3.16) erhält man die Geschwindigkeitsverteilung $\rho(v)$. Um das Signal aus (3.16) messen zu können, existieren hauptsächlich zwei unterschiedliche Verfahren: die üblicherweise als PFG-Messung bezeichnete Methode und die AC-Methode.

4.6 PFG-Methode

Mit dem Standardverfahren der PFG-Methode [83, 84] erhält man eine diskrete Form des Signals aus Gleichung (3.16). Dazu wird die in Abschnitt 4.4 vorgestellte Messung mit unterschiedlichen

Stärken des Flusskodierungsgradienten (PFG) wiederholt. Dadurch wird analog zur Phasenkodierung im k-Raum der q-Raum, also der Geschwindigkeitsraum, aufgenommen [86]. Der Gradientenverlauf ist in Abbildung 29 dargestellt. Generell kann der Gradientenverlauf mit unterschiedlichen Sequenzen kombiniert werden, wobei meistens aber die Flusskodierung als Magnetisierungspräparation eingesetzt wird [34, 95, 96].

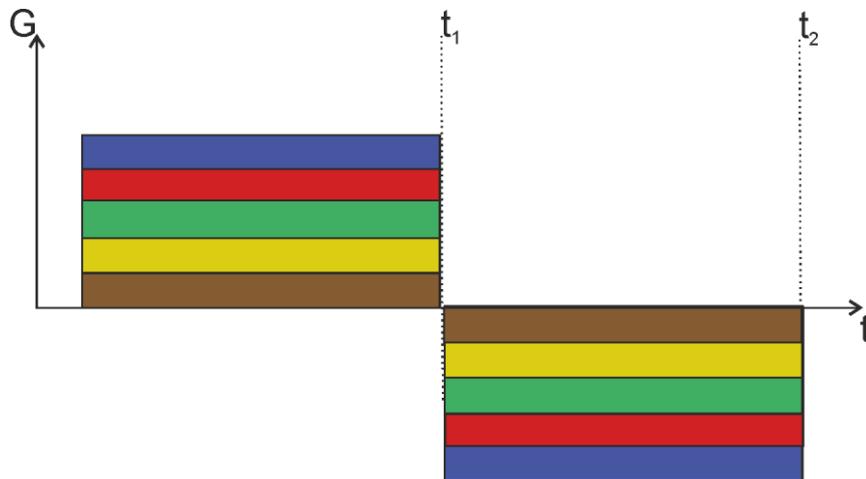


Abbildung 29 Spektroskopische PFG-Methode.

Wird die Messung mit unterschiedlichen Stärken des Bipolargradienten wiederholt, werden geschwindigkeitsabhängige Phasenaufprägungen induziert. Übersteigen diese eine Phasenaufprägung von π , kann in der diskreten Geschwindigkeitsverteilung eine von null verschiedene Geschwindigkeit festgestellt werden.

4.7 AC-Methode

4.7.1 Ursprüngliche AC-Methode

Die von Walton et. al. vorgestellte Methode [36] benutzt einen periodischen, bipolaren Gradienten, der sukzessiv die Phase weiterdreht und so den q-Raum, analog zur Frequenzkodierung im k-Raum, mit einer einzigen Anregung auslesen kann (Abbildung 30). Damit unterscheidet sich die Methode von der spektroskopischen PFG-Methode, welche die Abtastung auf mehrere Anregungen verteilt.

Die Kodierung findet dann ohne weitere HF-Pulse während des T_2^* -Abfalls statt oder erfolgt alternativ, wie in Abbildung 30a dargestellt, durch die Kombination mit einem CPMG-Zug im längeren T_2 -Abfall.

Für den periodischen, bipolaren Gradienten wird ein Wechselstrom in den Gradientenspulen verwendet, weshalb die Methode als AC (von engl. alternating current)-Methode bezeichnet wird [36].

Der sinusförmige Verlauf der AC-Methode hat geringe Anforderungen an den Gradientenverstärker und ist deswegen ein Kompromiss zwischen dem Gradientenverstärker und dessen Ansteuerung durch die MR Konsolen. Durch den kontinuierlichen Gradientenverlauf entsteht eine Reihe von Problemen, die im Folgenden skizziert werden:

- Die Kodierungsstärke des langsam ansteigenden, sinusförmigen Verlaufs ist schwächer im Vergleich zu einem Bipolargradienten mit kurzen Rampenzeiten. Eine um 214% höhere Flusskodierung wird im Vergleich zum sinusförmigen Gradienten erreicht, wenn ein rechteckförmiger Bipolargradient mit der gleichen maximalen Gradientenstärke angelegt wird.
- Die HF-Pulse werden während der Flanke des Gradienten angelegt. Das Resultat ist eine komplexe zeit- und ortsabhängige Veränderung der Larmorfrequenzen der Magnetisierung, wodurch die Effizienz der refokussierenden HF-Pulse reduziert wird.
- Das Signal wird während des Anstieges der B_0 -Gradienten akquiriert. Dadurch entsteht eine Dephasierung der transversalen Magnetisierung, die von der Stärke des Gradienten abhängig ist. Effektiv kann dadurch nur beim Nulldurchgang des Gradientenverlaufs der mittlere Datenpunkt im Aufnahmezeitfenster mit dem maximalen Signal aufgenommen werden. Bei allen anderen Punkten wird das Signal reduziert.
- Die Kodierung startet sofort nach dem $\pi/2$ Puls, was es unmöglich macht einen Datenpunkt zum Zeitpunkt null des Zeitverlaufs für das Flussspektrum aufzunehmen. Dies führt zu Artefakten im Spektrum [97].

4.7.2 Optimierte AC-Methode

Angesichts der oben skizzierten Probleme wird bei der im Rahmen der Arbeit entwickelten Technik [75] der sinusförmige Gradientenverlauf durch einen Zug von Bipolargradienten ersetzt. Die Sequenz ist in Abbildung 30b dargestellt. Hier werden Intervalle zwischen den Flusskodierungsgradienten eingefügt, die es erlauben die HF-Pulse sowie die Signalaufnahme ohne Störung durch Gradienten durchzuführen. Zusätzlich wird die Flusskodierung um ein Echo verzögert, wodurch das Signal zum Zeitpunkt null aufgenommen werden kann. Darüber hinaus liefert dieser Vorgang einen Referenzphasenverlauf eines Echos mit dem die folgenden Echos korrigiert werden können (Gleichung (3.26)). Hierauf wird in diesem Abschnitt später detailliert eingegangen. Es gibt hauptsächlich zwei verschiedene Varianten, die Bipolargradienten im Echozug zu schalten, um eine ansteigende Phasenkodierung entlang des Echozuges zu erhalten. Die Begründung für die im Rahmen der Arbeit getroffene Wahl ist im nachfolgenden Abschnitt näher dargestellt.

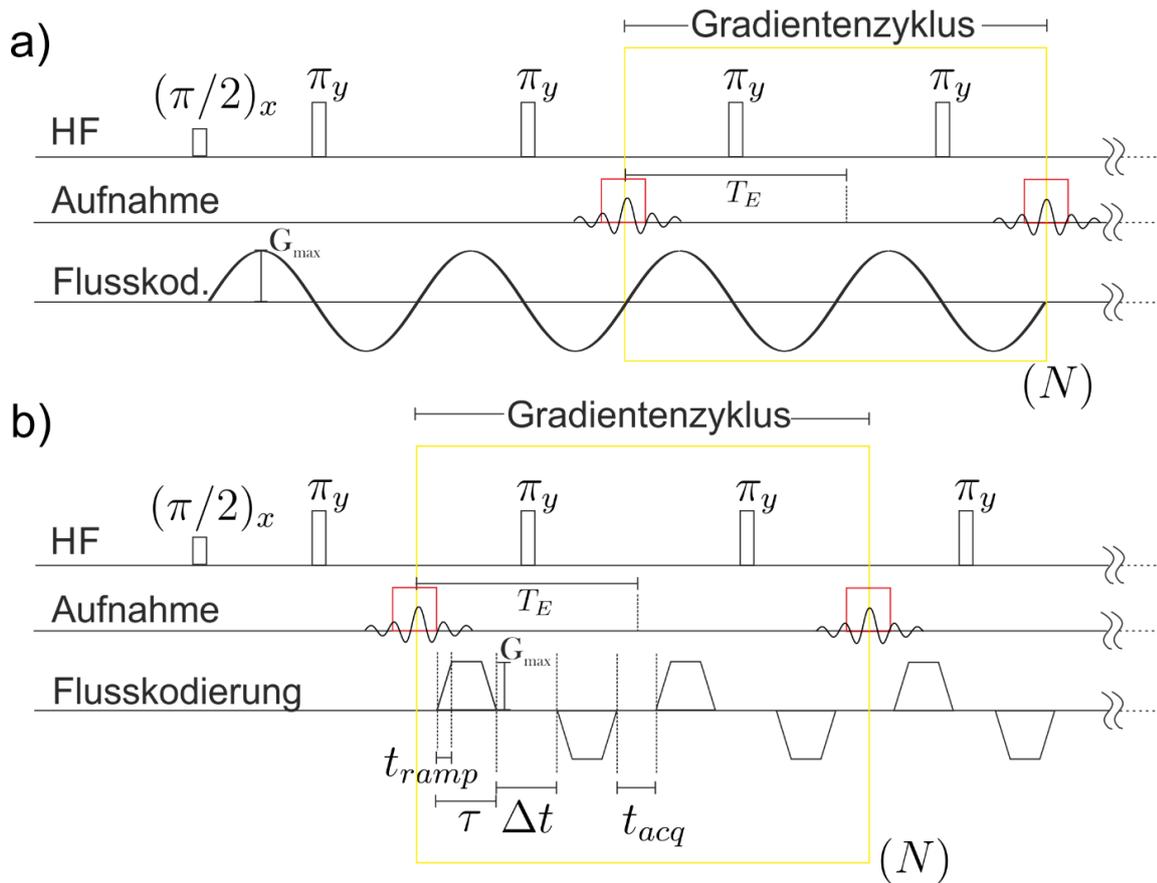


Abbildung 30 Vergleich der ursprünglichen AC-Methode mit der optimierten Methode.

a) Sequenzdiagramm der originalen AC-Methode. Der Gradient der Flussmessung hat einen sinusförmigen Verlauf und ergibt zu den Echomittelpunkten eine lineare Phasenkodierung. Durch den π -Puls erzeugt die zweite Hälfte eines Gradientenzykluses die gleiche Kodierung wie der erste. Dadurch wird jedes zweite Spin-Echo beginnend beim ersten Spin-Echo dephasiert.

b) Die optimierte AC-Methode fügt ein Echo ohne Flusskodierung zur Phasenkorrektur ein. Der Flussgradient wird durch die kurzen Rampen der Trapezgradienten sehr schnell auf den Maximalwert erhöht und ermöglicht Bereiche ohne Gradienten. Dadurch sind deutlich leichter effiziente Refokussierungspulse erreichbar und mehr Datenpunkte des Echos können zur Mittelung des Signals verwendet werden.

Wahl des Kodierungsschemas

In diesem Abschnitt wird erklärt, warum der Gradientenverlauf, wie er bei der AC-Methode verwendet wird (Abbildung 30b), im Gegensatz zur Aneinanderreihung von bipolaren Gradienten, keine Probleme mit stimulierten Echos hat. Die Erläuterungen basieren auf den Beschreibungen zu „Non-CPMG“ Bildgebungssequenzen [98-100].

Um eine ansteigende Flusskodierung über den Echozug zu erhalten reicht es aus, die in Abschnitt 4.4 beschriebenen Bipolargradienten hintereinander zu reihen, so dass die Magnetisierung bei jedem Echo rephasiert wird. Diesen Gradientenverlauf erhält man, wenn man den zweiten Trapezgradienten aus der AC-Methode invertiert. Dann sind alle Gradienten symmetrisch um den π -Puls (Abbildung 31c) geschaltet.

Ein Vorteil vom Gradientenverlauf der AC-Methode ist die Zerstörung der Magnetisierung von stimulierten Echos. Die stimulierten Echos werden durch imperfekte Refokussierungspulse (vgl. Abschnitt 2.6.4) verursacht. Im Hinblick auf die in Abschnitt 2.6.2 beschriebene MG-Bedingung,

die besagt, dass die Phase der Magnetisierung vor dem Refokussierungspuls gleich der Phase des Refokussierungspulses sein muss [53], interferieren bei Erfüllung der MG-Bedingung die stimulierten Echos konstruktiv mit den Spin-Echos. Die Phase der stimulierten Echos ist dann gleich der des Spin-Echos [98, 99]. Dies ist in Abbildung 31a dargestellt (basierend auf [99]).

Sobald die Magnetisierung zum Echomittelpunkt jedoch nicht parallel zur Anregung ist, z.B. durch Magnetfeldinhomogenität, Gradienten, Diffusion oder Fluss, wechselt die Phase zwischen den Echos die Richtung (Abbildung 31b). Entsteht nun durch zwei eigentliche Refokussierungspulse ein stimuliertes Echo, wird die Phase im Gegensatz zum zweifachen Umklappen des normalen Echopfad durch die zwei π -Pulse nur einmal gekippt. Das Signal, welches durch das stimulierte Echo rephasiert wird, hat dadurch die entgegengesetzte Phase und interferiert destruktiv mit dem Signal vom reinen π -Echozug (Abbildung 31b).

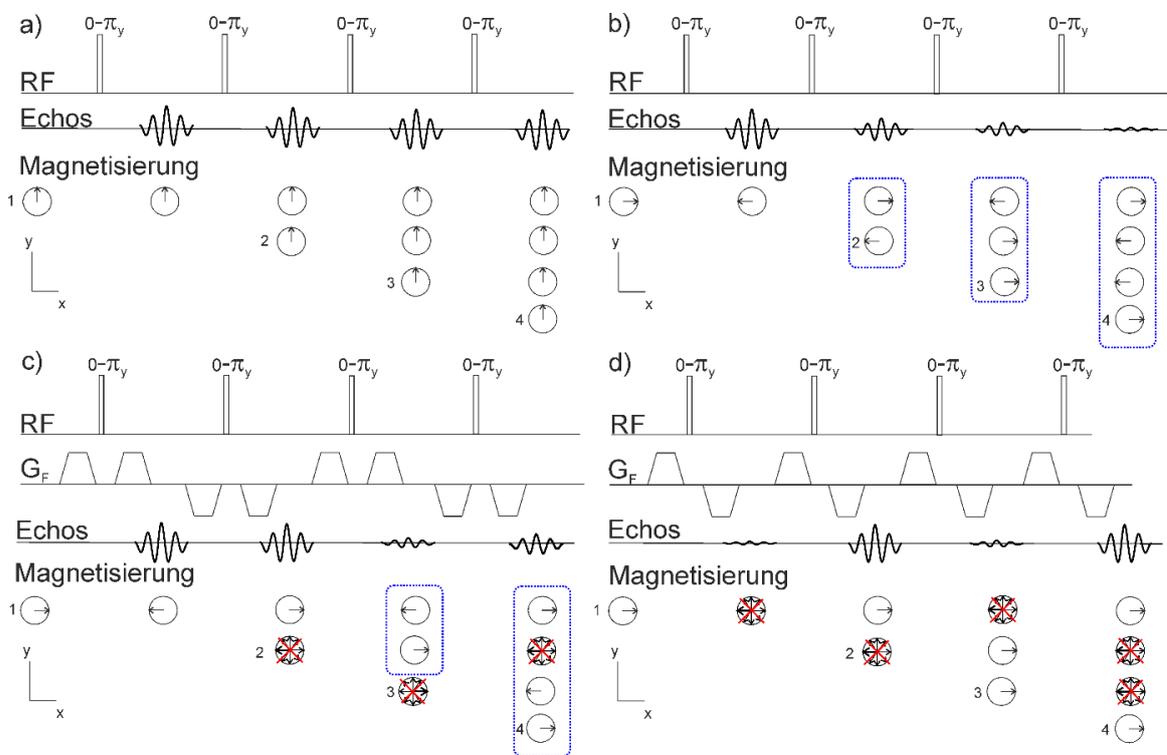


Abbildung 31 Einfluss der stimulierten Echos.

Die Echopfade der Magnetisierung sind aufgeteilt in den π -Echozug (1) und die stimulierten Echos (2-4). Die Abbildung basiert auf [99].

- Bei Erfüllung der MG-Bedingung erhalten die Spins keine Phasenaufprägung und es gibt dadurch auch keine destruktive Interferenz der Echos.
- Bei einer Phasenänderung vor den Refokussierungspulsen kann durch stimulierte Echos die Phase der Spins unterschiedlich häufig invertiert werden im Vergleich zu den Spin-Echos. Dadurch treten Spins mit entgegengesetzten Phasenausrichtungen auf, so dass diese destruktiv interferieren (blau umrandet).
- Schaltet man die Flussgradienten so, dass jedes Echo refokussiert wird, eliminiert man dadurch nur einen Teil der Echopfade. Die destruktive Interferenz findet immer noch statt (blau umrandet).
- Die periodische Schaltung der Gradienten, wie sie die AC-Methode verwendet, eliminiert die Echopfade, die eine andere Anzahl von Invertierungen als der reine π -Echozug erfahren haben.

Wählt man jetzt den Gradientenverlauf so aus, dass die Magnetisierung in jedem Echo rephasiert wird, werden die Signalanteile, die destruktiv interferieren, nicht durch die Gradienten dephasiert (Abbildung 31c). Die blau gestrichelten Kästchen zeigen die Fälle bei denen das Signal destruktiv interferiert.

Bei der AC-Methode wird nur bei jedem geraden Echo des Echozuges rephasiert. Hier werden alle Signalpfade, die sich destruktiv mit dem Signal vom reinen π -Echozug überlagern, durch die Gradienten dephasiert (Abbildung 31d).

Durch die stimulierten Echos wird auch ein Signal bei den ungeraden Echos erzeugt. Das Auftreten des Signals bei geraden/ungeraden Echos wird als Gerade/Ungerade-Effekt (engl. even/odd-effect) bezeichnet [36]. Der Anteil der stimulierten Echos und damit der ungeraden Echos ist umso höher, desto ungenauer der π -Puls bzw. je inhomogener das B_1 -Feld ist.

Theoretische Beschreibung

Die Phasenaufprägung durch den Gradientenverlauf lässt sich, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, durch

$$\Phi(\tau) = -\gamma \int_0^{\tau} G(t)x(t)dt \quad (3.17)$$

berechnen. Nimmt man eine konstante Geschwindigkeit an, errechnet sich die Phasenaufprägung nach einem Bipolargradienten wie folgt:

$$\Phi_{T_E}(\tau, \Delta t, v) = \gamma G_{max} (\tau - t_{ramp}) \left(v \left(2\tau + \Delta t + \frac{t_{acq}}{2} \right) + 2x_0 \right) \quad (3.18)$$

Durch den π -Puls zwischen den beiden Gradienten wird die aufgeprägte Phase gespiegelt. Folglich rephasiert der zweite Gradient nicht, sondern dreht die Phase weiter. Aus diesem Grund ist beim ersten Echo die Phasenaufprägung auch noch ortsabhängig. Erst der nächste Bipolargradient bewirkt die Rephasierung bei $2T_E$. Nach diesem Gradientenzyklus (Abbildung 30b) hebt sich der ortsabhängige Anteil auf und nur die fließenden Spins erhalten eine Phasenaufprägung:

$$\Phi_{2T_E}(\tau, \Delta t, v) = \left(-2 \gamma G_{max} (\tau - t_{ramp}) (2\tau + \Delta t + t_{acq}) \right) v = Ev \quad (3.19)$$

Die Kodierung ist im Faktor E als geschwindigkeitsabhängige Phasenkodierung für einen Gradientenzyklus zusammengefasst. Die Gesamtphase steigt linear bei aufeinanderfolgenden Gradientenzyklen an:

$$\Phi(n, v) = nEv \quad (3.20)$$

n stellt dabei den Index des jeweiligen Gradientenzyklus dar.

Der Signalverlauf lässt sich mit der Spindichte $\rho(v)$ und dem T_2 Abfall wie folgt ausdrücken:

$$S(n) = \sum_{v'=-v}^v \left(\sum_{T_2} \rho(v', T_2) e^{-\frac{n2T_E}{T_2}} \right) e^{i\Phi(n,v')} \quad (3.21)$$

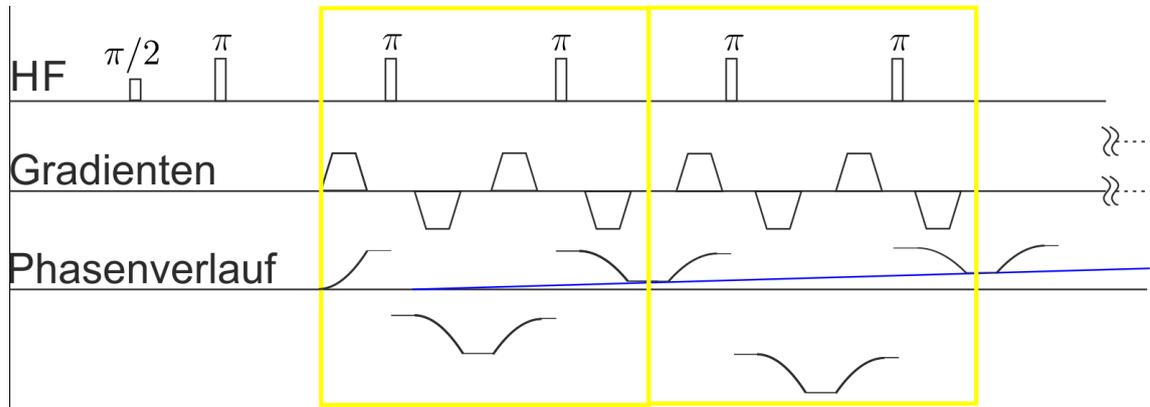


Abbildung 32 Phasenverlauf bei der optimierten AC-Methode.

Die Daten werden immer zu den Zeitpunkten, welche durch die vertikalen, gelben Linien markiert werden, aufgenommen. Für die fließenden Spins steigt die Phase linear an (blau).

Der Phasenverlauf für eine konstante Geschwindigkeit ist in Abbildung 32 dargestellt. Nimmt man stroboskopisch die Punkte im Echozentrum (gelbe, vertikale Linien) auf, erhält man den Signalverlauf wie in Gleichung (3.21) beschrieben.

Der q-Raum-Vektor entspricht dann:

$$q(n) = nE \quad (3.22)$$

Damit kann man die Gleichung (3.21) mit $\tilde{\rho}(v) = \sum_{T_2} \rho(v, T_2) e^{-\frac{2nT_E}{T_2}}$ umschreiben als:

$$S(q) = \sum_{-v}^v \tilde{\rho}(v) e^{iqv} \quad (3.23)$$

Die Definition von q ist je nach Quelle leicht unterschiedlich. Wenn nicht direkt das Geschwindigkeitsspektrum berechnet wird, sondern ein Verschiebungsspektrum, unterscheidet sich q um einen Faktor $2T_E$ [34].

Bei der hier verwendeten Definition von q liefert eine Fouriertransformation von $S(q)$ über $-q_{max}$ bis q_{max} das Geschwindigkeitsspektrum $F(v, 0)$, wobei 0 hier die Position des Datenpunktes genau zum Echozentrum angibt.

Bei einer Messung, wie in Abbildung 30 dargestellt, wird nur eine komplett positive oder negative Phasenkodierung aufgeprägt, wodurch lediglich der halbe q-Raum abgetastet wird. In diesem Fall kann auch nur eine einseitige Fouriertransformation ausgeführt werden:

$$F_H(v) = \int_0^{q_{max}} S(q) e^{i\Phi_{err}} e^{-iqv} dq = e^{i\Phi_{err}} (F(v) + i \text{Disp}(S(q))) = A + i D \quad (3.24)$$

Dadurch ist das Resultat eine Mischung aus einem absorptiven Anteil A und einem dispersiven Anteil D . Die Magnitude $|F_H(v)|$ liefert durch den dispersiven Anteil ein falsches Spektrum, jedoch ist das Flussspektrum der Realteil des Ergebnisses. Wenn aber eine zusätzliche Phasenverschiebung Φ_{err} auftritt, enthält der Realteil auch disperse Anteile:

$$\text{Re}(F_H(v)) = A \cos \Phi_{err} - D \sin \Phi_{err} \quad (3.25)$$

Dies kann durch mehrere Gründe auftreten. Es entstehen z.B. durch Magnetfeldinhomogenität oder ein Phasenoffset des Empfängers Fehler im Spektrum.

Durch die Magnetfeldinhomogenität des Grundfeldes erhält man zusätzlich bei allen Datenpunkten, außer dem Echomittelpunkt, einen Phasenoffset. Dieser kann durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$S(q, l) = M(T_2^*, l) e^{i\Phi_{err}(l)} S(q) = M(T_2^*, l) e^{i(\Phi_{rec} + \Phi_{off}(l\Delta t))} S(q) \quad (3.26)$$

Hier gibt l die Distanz in Datenpunkten vom Echozentrum an, die multipliziert mit der Verweilzeit (engl. dwell time) Δt den Zeitabstand vom Echozentrum ($l = 0$) darstellt. $M(T_2^*, l)$ ist die Magnitude des durch die Inhomogenität entstehenden Signalzerfalls, Φ_{rec} die Phase des Empfängers und $\Phi_{off}(l\Delta t)$ die durch lokale Magnetfeldinhomogenität verursachte Phasenverschiebung.

Bei der ursprünglichen AC-Methode (Abbildung 30a) wird die Flusskodierung vor der Aufnahme der ersten Datenpunkte gestartet. Die Folge ist eine zusätzliche Phasenverschiebung [97]. Zur Vermeidung der zusätzlichen Phasenverschiebung wird die optimierte Sequenz mit einer um ein Echo verzögerten Flusskodierung verwendet (Abbildung 30b). Dadurch kann auch der Datenpunkt zum Zeitpunkt null des Signals aufgenommen werden.

Das erste Echo ohne Flusskodierung liefert zusätzlich eine Referenz des Phasenverlaufs $\Phi_{rec} + \Phi_{off}(l\Delta t)$. Diese Referenz kann als Korrektur der Phase für alle folgenden Echos genutzt werden. Durch das Intervall t_{acq} ohne Gradienten (Abbildung 30b) können die Datenpunkte der Echos ohne Dephasierung durch die Gradienten aufgenommen werden. In Kombination mit der vorgeschlagenen Phasenkorrektur durch die Referenzmessung können die Datenpunkte kohärent aufsummiert werden, wodurch das SNR des Spektrums verbessert wird. Der SNR-Gewinn durch das Mitteln über mehrere Datenpunkte eines Echos ist durch die T_2^* -Zeit, welche die Einhüllende der Amplitude der Datenpunkte der Echos maßgeblich vorgibt, begrenzt. Diese wird unter anderem durch die Homogenität des statischen Magnetfeldes beeinflusst. Aus diesem Grund ist es wichtig ein möglichst homogenes B_0 -Feld zu erreichen (vgl. Abschnitt 3.1.1 und 2.4.3).

Eine Alternative zur Entfernung des dispersiven Anteils ist die symmetrische Abtastung des q -Raums. Diese erlaubt eine Fouriertransformation von $S(q, l)$ symmetrisch über q . Dann liefert die Magnitude $|F(q, l)|$ das Geschwindigkeitsspektrum mit einem absorptiven, jedoch ohne dispersiven Anteil. Die symmetrische Abtastung kann zum Beispiel durch eine wiederholte Messung mit einer negativen Gradientenstärke erreicht werden, benötigt dadurch aber die doppelte Messzeit.

4.7.3 Spektrale 2D Flussmessung

Die Kombination der AC-Methode mit einer Bildgebungstechnik erlaubt es orts aufgelöste Flussspektren aufzunehmen. Dazu wird die Bildkodierung wie in Gleichung (1.31) mit der Flusskodierung Gleichung (3.23) kombiniert:

$$S(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \iint d^3x d^3q \rho(\mathbf{x}, \mathbf{v}) \exp i(\mathbf{kx} + \mathbf{qv}) \quad (3.27)$$

Das Resultat einer solchen Messung bei einer 2D Ortskodierung ist eine Serie von Bildern, bei denen der Verlauf $S(\mathbf{q})$ pixelweise durch die Kodierung des k -Raums und q -Raums aufgenommen wird. Nach einer Fouriertransformation über die Bilderserie erhält man ein Geschwindigkeitsspektrum für jeden Pixel.

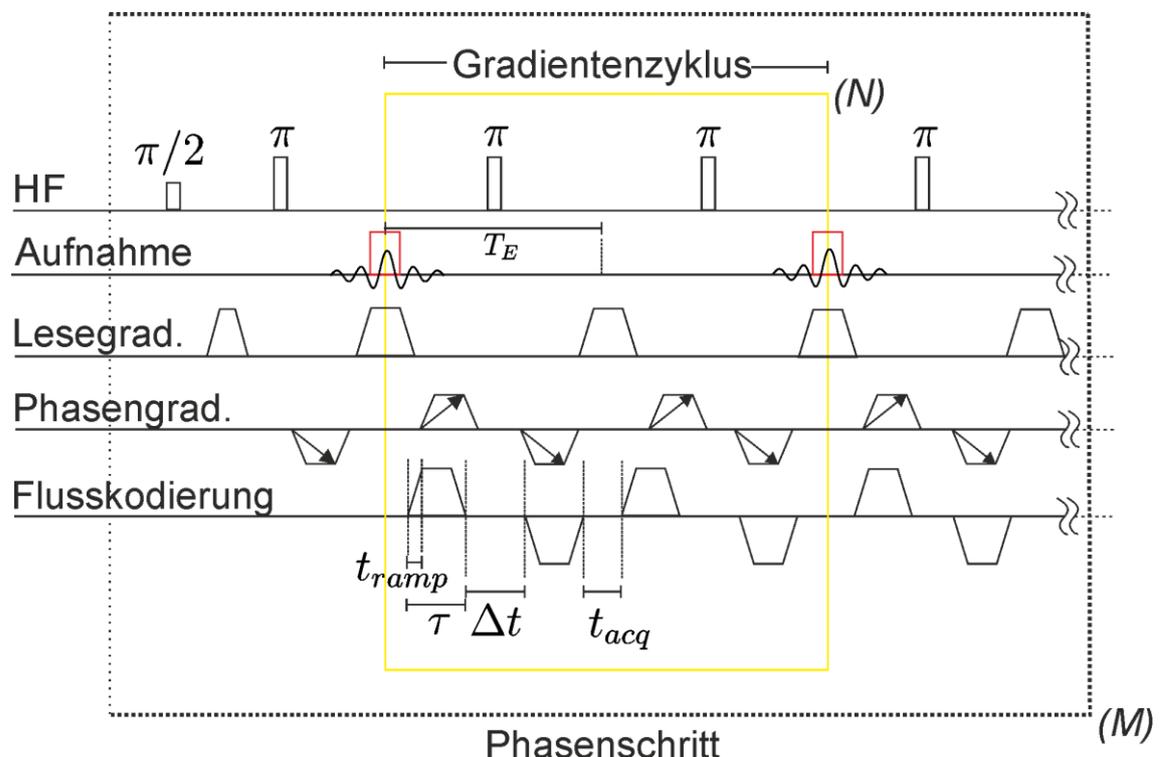


Abbildung 33 Erweiterung der AC-Methode zur Bildgebung.

Durch den Lesegradien erhält man eine Frequenzkodierung entlang einer Dimension. Die zweite Raumrichtung wird durch M Phasenschritte kodiert. Die Phasenkodierung sowie die Frequenzkodierung sind dabei für alle Echos eines Echozuges identisch. Dadurch wird pro Echo ein komplettes Bild aufgenommen, wobei für jeden einzelnen Pixel ein Spektrum analog zur AC-Methode kodiert wird.

Abbildung 33 zeigt die Implementierung der Flusskodierung in eine 2D Multi-Spin-Echo (MSE) Sequenz. Hier wird für jedes Echo in einem Echozug die gleiche Linie im k-Raum aufgenommen. Die dargestellte Sequenz wird mit unterschiedlichen Phasengradienten für jeden Phasenschritt wiederholt.

4.7.4 Auswertung der AC-Methode

Wie in der Theorie beschrieben, wird das erste Echo bei der optimierten AC-Methode ohne Flusskodierung aufgenommen. Da dieser Datenpunkt aber zum Zeitpunkt null aufgenommen wird, liegt er durch eine Aufnahmezeit größer null zur Hälfte in $q > 0$ und $q < 0$ (Abbildung 34).



Abbildung 34 Signalanpassung Fouriertransformation.

Das Signal vom mittleren Datenpunkt des ersten Echos liegt, wenn nur die Hälfte des q-Raum aufgenommen wird, zur Hälfte in $q < 0$ (graue Fläche) und zur Hälfte in $q > 0$. Für die halbseitige Fouriertransformation muss deswegen das Signal des ersten Punktes halbiert werden.

Aus diesem Grund muss bei einer halbseitigen Kodierung des q-Raums das Signal des Datenpunktes vor der halbseitigen Fouriertransformation halbiert werden [101]. Der Datenpunkt zum Zeitpunkt null des Zeitsignals müsste nur die halbe Aufnahmelänge im Vergleich zu den restlichen Punkten besitzen. Da die Abtastrate und damit die Aufnahmelänge aber in den Messungen konstant sind, muss das Signal des ersten Datenpunktes vor der Anwendung der halbseitigen Fouriertransformation auf den Signalverlauf halbiert werden.

Die Geschwindigkeitsauflösung ist durch die kleinste Geschwindigkeit gegeben, die eine Phasenaufprägung größer als 2π erfährt. Die maximal induzierte Phase ist durch Gleichung (3.20) gegeben und steigt linear mit zunehmender Anzahl an Echos an. Die Messungen mit der AC-Methode wurden deswegen mit einer Anzahl an Echos durchgeführt, die zu einer Echozuglänge annähernd so lang wie die Wiederholungszeit (engl. repetition time, kurz TR) der Messung führt. Da die Echoamplituden aber durch den T_2 -Abfall entlang des Echozuges abfallen wird das SNR geringer. Die Auflösung des Geschwindigkeitsspektrums kann bei der Auswertung durch das Festlegen des minimalen SNRs gewählt werden.

Ein großes Problem stellt der hohe stationäre Anteil der Spins im Voxel dar. Dieser führt zu einem dominierenden Peak im Spektrum, wodurch evtl. ein sehr kleiner Peak des fließenden Volumens schwer detektierbar wird. Zur Entfernung des stationären Teils können drei Prozeduren verwendet werden, die im Folgenden vorgestellt werden.

Prozeduren:

1. Anhand einer Referenzmessung ohne Fluss kann der stationäre Peak ermittelt werden. Das Differenzspektrum zwischen der Referenzmessung und dem Spektrum mit Flusskodierung enthält dadurch nur noch die fließenden Anteile. Die Referenzmessung kann zum Beispiel aufgenommen werden, wenn es nur eine Flussrichtung gibt, so dass ein Spektrum mit einer dazu orthogonalen Flusskodierung keine fließenden Anteile enthält.
2. Alternativ kann zum Beispiel bei einer Pflanzenstudie ein Spektrum ausgewählt werden bei dem kein Fluss vorhanden ist (zum Beispiel ohne Beleuchtung oder bei Trockenstress).
3. Wenn sichergestellt ist, dass im betrachteten Voxel nur eine Flussrichtung vorhanden ist, kann der stationäre Peak, der symmetrisch in der Mitte des Spektrums liegt, durch eine Subtraktion der linken von der rechten Seite entfernt werden [12]. Wenn jedoch Fluss in entgegengesetzter Richtung im Voxel vorhanden ist, so ist das Ergebnis nur der Nettofluss im Voxel, also die Differenz von beiden Flüssen.

Die mittlere Geschwindigkeit im Geschwindigkeitsspektrum lässt sich durch eine gewichtete Summation der einzelnen Komponenten berechnen. Bei vorheriger Anwendung der Prozedur 3 muss dementsprechend nur noch eine Seite aufsummiert werden, da das Spektrum durch die Subtraktion der Hälften antisymmetrisch wird.

4.8 Experimentelle Validierung der AC-Methode

4.8.1 Simulation

Für den niedrigen Geschwindigkeitsbereich, der im Rahmen der Arbeit untersucht wird, kann als Strömungsprofil innerhalb der Gefäße ein laminares Profil vorausgesetzt werden. Dies ist in Abschnitt 4.1.1 beschrieben und in Abbildung 35a in grün dargestellt. Gleichung (3.21) berechnet den Signalverlauf für die Kodierung mit der AC-Methode eines laminaren Flussprofils ohne Diffusion.

Der Effekt der Diffusion kann mit der Gleichung (3.8) berechnet werden. Durch die Wiederholung der Kodierung erhält man für jeden Gradientenzyklus eine Abschwächung nach Gleichung (2.43). Der Signalverlauf lässt sich dann wie folgt berechnen:

$$S_D(n) = S(n)e^{-nbD} \quad (3.28)$$

Da die Ausdehnung der Empfängerspule L aber endlich ist, muss das Herausfließen der Magnetisierung (engl. outflow effect) berücksichtigt werden [102]. Dieser Effekt kann durch einen Skalierungsfaktor $C(n, v) = 1 - \frac{2nT_E v}{L}$ berechnet werden. Hier ist n der Index des Gradientenzyklus, T_E die Echozeit und v die Geschwindigkeit. Die komplette Signalgleichung lautet dann:

$$S_K(n) = S(n)e^{-nbD}C(n, v) \quad (3.29)$$

4.8.2 Phantommessungen

Messungen an Flussphantomen wurden durchgeführt, um die Ergebnisse der Simulation zu validieren. Eine Spritzpumpe (Modell A-99, Bioblock Scientific) wurde verwendet, um einen konstanten Fluss in den Phantomen zu erreichen.

Messungen an einem mit Wasser gefüllten Schlauch (\varnothing 6.2 mm) produzieren Spektren, bei denen keine zusätzlichen stationären Spins auftreten.

Um die Prozeduren zur Reduktion von stationären Anteilen zu testen, wurde ein Phantom gebaut, welches die Verhältnisse in Pflanzen imitiert. Das Phantom bestand aus zwei Schläuchen (\varnothing 1 mm) mit Fluss in entgegengesetzter Richtung und zwei Kapillaren (\varnothing 5 mm mit Öl bzw. Wasser gefüllt).

Die Messungen wurden mit einem 1 ms langen Trapezgradienten mit einer 0.2 T/m Maximalstärke durchgeführt. Es wurden 302 Gradientenzyklen mit jeweils 32 Datenpunkten bei 16 kHz aufgenommen. Die Repetitionszeit und damit Messzeit betrug 2s und die Echozeit 5.1 ms.

Zusätzlich wurden orts aufgelöste Messungen an diesem Phantom durchgeführt. Hier wurde eine 64x64 Matrix aufgenommen mit einem FOV von 15x15 mm und einer Schichtdicke von 5 mm. Während der 10 ms Echozeit wurden zwei Bipolargradienten mit jeweils 1.5 ms langen Gradientenpulsen mit einer Stärke von 0.1 T/m ausgespielt. Da Wasser verwendet wurde, welches einer T_1 Zeit von ca. 3 s hat, lag die Repetitionszeit bei 8 s. Zur Steigerung des SNRs wurden 5 Mittelungen durchgeführt, wodurch die Messzeit auf 42 Minuten anstieg.

4.8.3 Ergebnisse

Vergleich der Simulation mit den Messungen

Die Ergebnisse der Simulationen ohne Berücksichtigung der Diffusion sind in Abbildung 35a dargestellt. Hier wird das theoretische, laminare Flussprofil (grün) sowie der Realteil des simulierten Spektrums (rot) veranschaulicht. Der Absolutteil des Spektrums, wie es in vorherigen Veröffentlichungen gezeigt wurde [102], wird durch die grau gestrichelte Kurve visualisiert.

Die Ergebnisse der Simulationen mit Diffusion sind zusammen mit den Ergebnissen der Phantommessung mit dem Schlauch (\varnothing 6.2 mm) in Abbildung 35b dargestellt. Die Kurven zeigen die simulierten Geschwindigkeitsprofile 216 $\mu\text{m/s}$ (grün), 576 $\mu\text{m/s}$ (rot), 792 $\mu\text{m/s}$ (türkis) und eine Messung ohne Fluss (blau). Für die Simulationen wurde der Diffusionskoeffizient $D = 2,03 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ von Wasser nach [103] verwendet. Die Diffusion führt durch den zusätzlichen Signalabfall zu einer Verbreiterung des Geschwindigkeitsprofils (vgl. Gleichung (3.28)). Die Messwerte sind als Punkte, die Simulationsergebnisse als Linien eingezeichnet. Beide Ergebnissätze wurden auf das jeweilige Ergebnis mit rein stationärem Anteil normiert. Die Spektren zeigen nur sehr geringe Abweichungen zu den Kurven der Simulation.

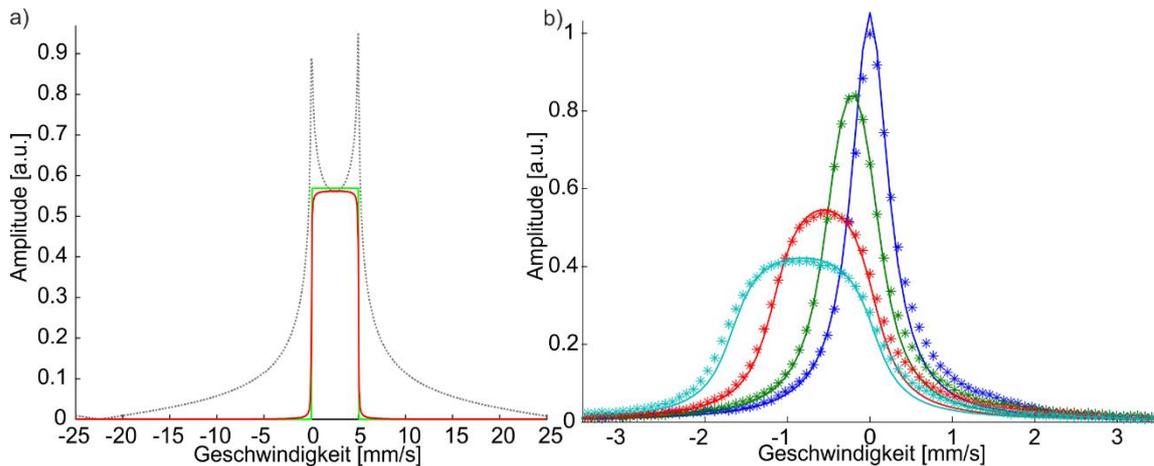


Abbildung 35 Darstellung der simulierten und gemessenen Ergebnisse der AC-Methode.

a) Simulation eines Flusses mit parabolischem Profil (grün) ohne Diffusion. Die Auswertung mit der in [102] veröffentlichten Methode erzeugt das stark vom erwarteten Profil abweichende Ergebnis (grau gestrichelt). Das Ergebnis der weiterentwickelten AC-Methode hingegen ähnelt sehr dem echten Verlauf und wird durch das rote Profil dargestellt.

b) Die Simulation mit Diffusion zeigt einen eher lorentzförmigen Verlauf des Geschwindigkeitsprofils (Linien). Die gemessenen Profile an einem Schlauchphantom sind darübergelegt (gepunktet: 0 $\mu\text{m/s}$ [blau], 216 $\mu\text{m/s}$ [grün], 576 $\mu\text{m/s}$ [rot], 792 $\mu\text{m/s}$ [türkis]).

Der Einfluss der eingeführten Korrekturmethode auf das Ergebnis mit 576 $\mu\text{m/s}$ wird in Abbildung 36 dargestellt. Dabei stellt die grün gestrichelte Linie die konstante Geschwindigkeit dar, welche an der Pumpe gewählt wurde. Den Einfluss der Phasenkorrektur zeigt Abbildung 36a. Die schwarz gepunktete Linie ist das Geschwindigkeitsspektrum mit der Phasenkorrektur aus Gleichung (3.26), wohingegen die blaue Linie das Spektrum ohne Phasenkorrektur veranschaulicht. Durch den Phasenoffset verformt sich das Spektrum und das Flussprofil wird nicht korrekt wiedergegeben.

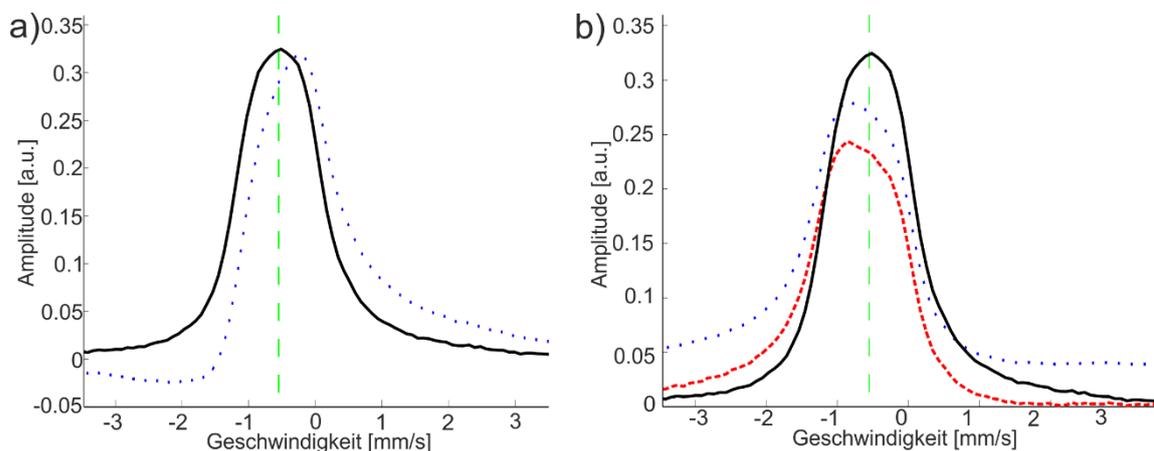


Abbildung 36 Veranschaulichung der Korrekturen des Spektrums.

a) Geschwindigkeitsspektrum mit Phasenkorrektur (schwarz) und ohne Korrektur (gepunktet blau). Die in der Pumpe eingestellte Geschwindigkeit ist grün gestrichelt dargestellt.

b) Einfluss des ersten nicht kodierten q -Raum-Punkts auf den Verlauf des Spektrums. Die nicht optimierte AC-Methode misst den ersten Punkt ohne Flusskodierung nicht. Deswegen erhält das Spektrum eine Phasenverschiebung und der Realteil wird verformt (blau gepunktet). Das konstante Offset kann durch die Halbierung des ersten Punkts entfernt werden (rot gestrichelt).

Bei nicht Berücksichtigung des Signals vom ersten Echo (ohne Flusskodierung), wie bei der Standard AC-Methode, erhält man das deformierte, rot gestrichelte Spektrum aus Abbildung 36b. Wird zusätzlich der erste Punkt nicht halbiert, erhält das Spektrum eine Verschiebung, veranschaulicht durch die blau gepunktete Linie.

Die Messungen des Phantoms mit dominierendem, stationärem Anteil sind in Abbildung 37 dargestellt. Hier sind die drei großen Peaks die Ergebnisse für 2 mm/s (blau), 4 mm/s (rot) und für eine Referenzmessung durch eine Flusskodierung orthogonal zum Schlauch (grün, vgl. Prozedur 1) (Abbildung 37a). Die Differenz der Peaks von 2 mm/s bzw. 4 mm/s zur Referenz sind die kleinen blauen und roten Peaks. In der Vergrößerung ist zusätzlich die Links-Rechts-Differenz der 4 mm/s Messung (vgl. Prozedur 2) als schwarz gepunkteter Verlauf dargestellt. Die gestrichelten Linien zeigen die eingestellte Pumpgeschwindigkeit an. In Abbildung 37b sind außerdem die Simulationsergebnisse (Linie) zu den Differenzmessungen (Punkte) dargestellt. Die Farbkodierung ist dabei analog zu a) gewählt.

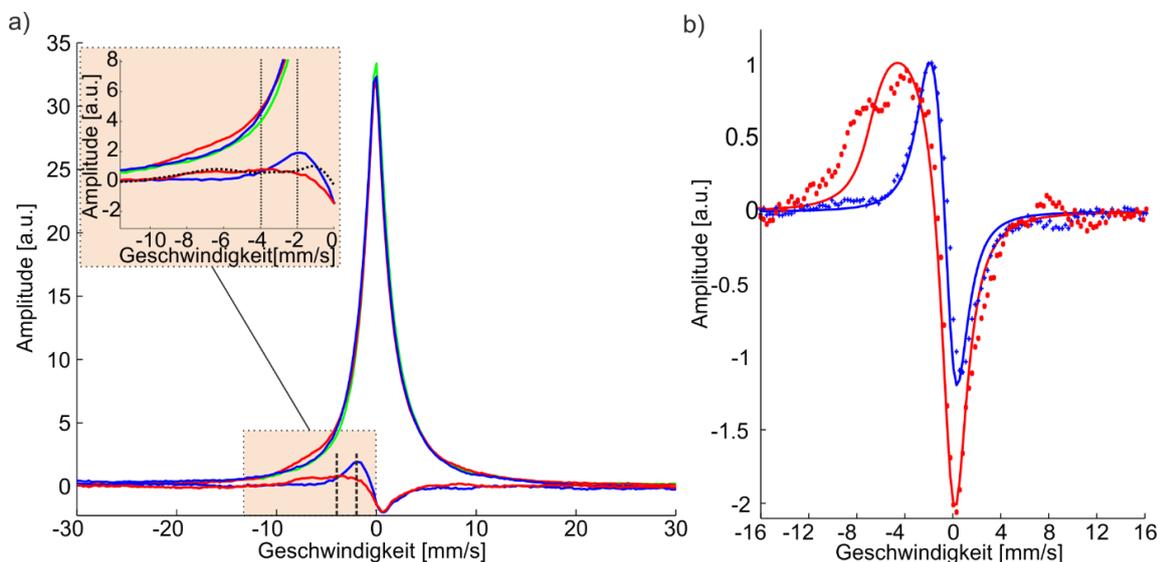


Abbildung 37 Reduktion des stationären Anteils.

a) Ergebnisse der AC-Methode eines Flussphantoms mit dominierendem, stationärem Anteil. Die Linien zeigen jeweils die Spektren (große Peaks) bzw. die Differenz der Spektren (kleine Peaks) zur orthogonalen Flussmessung (siehe Prozedur 1). Die blaue Linie entspricht einer Geschwindigkeit von 2 mm/s, die rote von 4 mm/s. Die grüne Linie ist das Referenzspektrum mit orthogonaler Kodierungsrichtung. Die schwarz gestrichelten Linien entsprechen den eingestellten Geschwindigkeiten. In der Vergrößerung ist zusätzlich noch in Schwarz die Differenz zwischen linker und rechter Seite des 4 mm/s Spektrums dargestellt (siehe Prozedur 1).

b) Über die gepunkteten Messdaten sind die simulierten Differenzen (Linien) gelegt. Die Farbkodierung entspricht der in a).

Ergebnisse der ortskodierten Bildgebung

Das Ergebnis der 2D AC-Methode des Phantoms, welches aus zwei Schläuchen mit fließendem Wasser und zwei Glasröhrchen mit statischem Inhalt besteht, ist in Abbildung 38a dargestellt. Hier wurde die mittlere Geschwindigkeit in den jeweiligen Pixeln durch eine gewichtete Summierung der Spektren berechnet (vgl. Abschnitt 4.7.4). Bei den Pixeln mit niedrigem SNR wurde die Geschwindigkeit auf null gesetzt. Beispielhaft ist ein Spektrum vom Mittelpunkt des nach oben fließenden Wassers (rot) und der stationären, rechten Kapillare (schwarz gestrichelt)

in Abbildung 38b dargestellt. Die Ergebnisse der 2D Messung zeigen das zu erwartende, ortsaufgelöste, laminare Profil. Das Spektrum eines einzelnen Punktes zeigt kein laminares Profil, da hier nur der Mittelpunkt, also nur ein Ausschnitt aus dem laminaren Flussprofil, dargestellt wird.

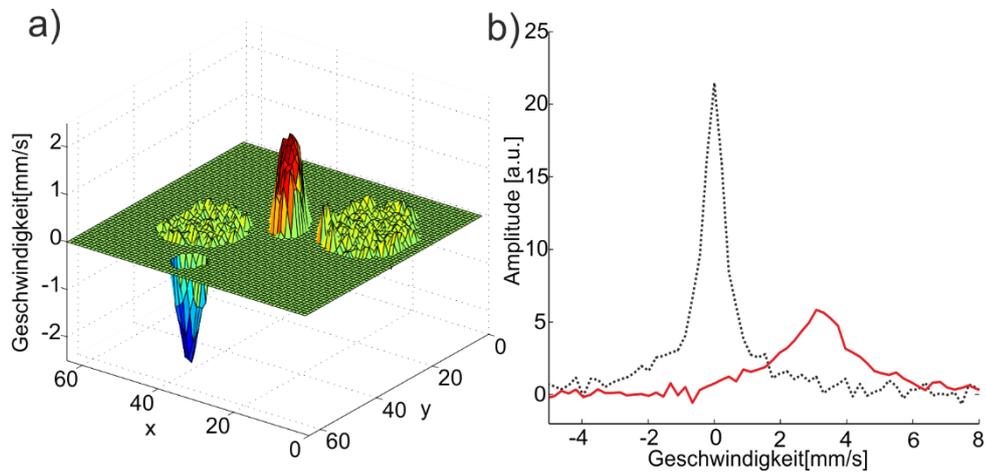


Abbildung 38 Ergebnisse der 2D AC-Methode.

a) zeigt die gemittelte Geschwindigkeit für jeden Pixel. Punkte mit zu geringem SNR wurden auf 0 gesetzt. b) Spektrum aus der statischen Probe (schwarz gepunktet) und der Mitte des Schlauches mit Fluss nach oben. (64x64 Punkte; 15x15 mm, Schicht 5 mm; TE 10 ms; Echozahl 100; Mittelungen 5; TR 8s; τ 1,5ms; G 0.1 T/m)

4.8.4 Langzeitmessung

Bei einer Messung über mehrere Stunden oder sogar Tage müssen die Frequenzänderungen durch die Temperaturschwankungen berücksichtigt werden. Die Magnetisierung der im Tomographen verwendeten Permanentmagnete ist stark temperaturabhängig. Für die eingesetzten NdFeb-Magnete gilt laut [104] ein Temperaturkoeffizient der Remanenz von ca. -0,001 T/K.

Die Folge sind temperaturbedingte Änderungen der Larmorfrequenz. Ein Verlauf der Larmorfrequenz des in Kapitel 3 beschriebenen Tomographen über einen Zeitraum von 17 Stunden ist in Abbildung 39 dargestellt.

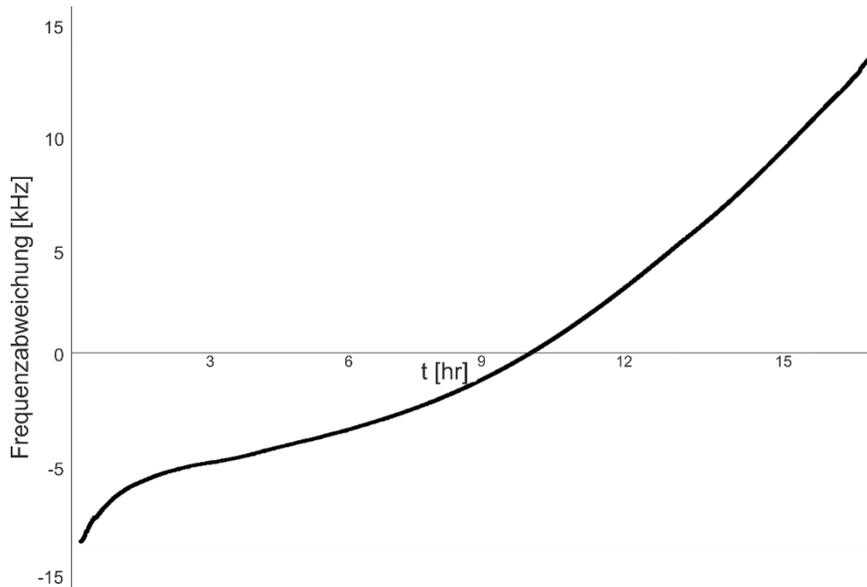


Abbildung 39 Frequenzverlauf über einen Zeitraum von 17 Stunden.

Die Frequenzabweichung berechnet sich aus der Differenz zwischen der mittleren Larmorfrequenz der Messungen und der einzelnen Messung der Larmorfrequenz.

Zur Umgehung der oben genannten Komplikationen wurde eine Frequenzkorrektur eingesetzt. Die Korrektur basiert auf dem gemessenen Phasenunterschied $\Delta\Phi$, der durch die Abweichung ΔF zwischen der Referenzfrequenz und Larmorfrequenz entsteht.

$$\Delta\Phi(t) = \int \Delta F(t) dt \quad (3.30)$$

Werden die ersten Punkte eines FIDs aufgenommen, so lässt sich durch einen linearen Fit die Steigung $d\Delta\Phi(t)/dt$ und damit die Frequenz ΔF bestimmen. Gibt es mehrere Substanzen in der Probe und folglich auch mehrere Larmorfrequenzen durch chemische Verschiebung oder ist das B_0 -Feld inhomogen, so wird nur eine gemittelte Larmorfrequenz gemessen. Solange jedoch keine deutlichen Änderungen in der Homogenität oder der Probenzusammensetzung während der Messung auftreten, bleibt die Verteilung der Larmorfrequenzen und somit die Phasenbeziehung erhalten. Auf diese Weise kann immer mit der gemittelten Larmorfrequenz korrigiert werden.

4.9 Diskussion

Vergleich mit bestehender AC-Methode

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, dass die weiterentwickelte AC-Methode gegenüber den bisherigen Techniken [36, 102] vielfältige Vorteile aufweist.

Anhand der Übereinstimmung zwischen den Simulationen und den Messdaten zeigt sich, dass die theoretischen Beschreibungen der optimierten AC-Methode eine präzise Vorhersage der Messdaten erlauben. Dies ist auf die veränderte Signalaufnahme und die dadurch ermöglichte, alternative Auswertung zurückzuführen. Durch die Aufnahme des unkodierten Echos lassen sich die Spektren soweit korrigieren, dass der Realteil des Spektrums direkt verwendet werden kann

(vgl. Abschnitt 4.7). Dadurch liefert die weiterentwickelte AC-Methode Spektren, die dem zu erwartenden Flussprofil weitaus genauer entsprechen als die bisherigen Techniken. Die Flussaflösung der Spektren ist kleiner als 200 $\mu\text{m/s}$. Im Spektrum können dabei die Geschwindigkeiten 0 $\mu\text{m/s}$ und 200 $\mu\text{m/s}$ deutlich voneinander abgegrenzt werden (Abbildung 35b).

Ein weiterer Vorteil der modifizierten AC-Methode stellt die Verwendung von Trapezgradienten dar, die es ermöglichen, Intervalle ohne Gradienten einzufügen. Die Aufnahme von Datenpunkten sowie das Ausspielen von HF-Pulsen werden dadurch nicht mehr durch Flusskodierungsgradienten gestört. Dadurch steigt das SNR und die Effizienz der HF-Pulse wird verbessert. Aus diesem Grund war das Signal der ungeraden Echos im Vergleich zu den geraden Echos zu vernachlässigen und der in [36] beschriebene Gerade/Ungerade-Effekt trat nur schwach auf.

Ein Nachteil der optimierten Methode hingegen sind die schnellen Änderungen der Steigung der Gradientenamplitude. Auf Grund der schnellen Änderungen werden mehr Wirbelströme induziert als beim sinusförmigen Verlauf. Dieser Effekt wurde bei der Konstruktion des Magnetsensors berücksichtigt und wird in Kapitel 3 erläutert.

Weiterhin führt die neue Methode zu einer leichten Reduzierung der Kodierungsstärke, da die Flusskodierung um ein Echo verringert wird. Bei den hier präsentierten Ergebnissen reduziert sich die Flusskodierung um 1/161 und hat deswegen keine praktische Relevanz. Mittels der dadurch erhaltenen Referenzmessung lassen sich die Spektren aber automatisch korrigieren (Abbildung 36). Dieser Aspekt ist insbesondere für die späteren Langzeitstudien mit vielen Spektren dringend notwendig (s. Abschnitt 4.8.3).

Einflüsse auf das Geschwindigkeitsprofil

Durch die Abtastung des q -Raums in einem Echozug kann eine beliebige Anzahl von Echos aufgenommen werden. Im Nachhinein kann dann entschieden werden, wie viele von den aufgenommenen Echos verwendet werden. Die Auflösung des q -Raums steigt linear mit den Echos an, jedoch nimmt durch Diffusion und T_2 -Abfall mit zunehmenden Echos auch das SNR ab.

Die longitudinale Diffusion wird durch die starken Flussgradienten der AC-Methode ebenfalls kodiert. Infolgedessen weichen die gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen vom rein parabolischen Profil des laminaren Flusses ab. Das Ergebnis ist eine Faltung des parabolischen Geschwindigkeitsprofils in eine Richtung mit dem Profil der Diffusion von Wasser [92]. Der Einfluss der longitudinalen Diffusion auf den Signalverlauf wird durch die Gleichung (3.28) beschrieben.

Die Taylor Dispersion beschreibt den Einfluss der transversalen Diffusion auf das longitudinale, laminare Flussprofil [105]. Der Effekt spielt jedoch erst eine Rolle, wenn $t_{meas} \gg \frac{r_{Rohr}}{D}$ gilt, wobei t_{meas} die Messzeit, r_{Rohr} der Durchmesser des Gefäßes und D die Diffusionskonstante der Flüssigkeit ist. Für die Parameter, die in den Messungen verwendet wurden, müsste die Messzeit im Bereich von Minuten liegen, damit der Effekt einen Einfluss hat. Die Messzeit liegt

aber im Bereich von maximal einigen Sekunden, so dass die Taylor Dispersion vernachlässigbar ist und das Flussprofil nicht signifikant beeinflusst.

Vergleich mit der PFG-Methode

Eine alternative Flussmessung, die ein Geschwindigkeitsprofil aufnimmt, ist die bereits im Abschnitt 4.5 beschriebene PFG-Methode. Für die gleiche Kodierung dauert die Messung aber deutlich länger, da bei der PFG mehrere Wiederholungen mit einzelnen Anregungen verwendet werden und die Flusskodierung in einem Echo durchgeführt werden muss.

Für eine spektrale Auflösung von $500 \mu\text{m/s}$ muss bei der PFG-Messung ein Bipolargradient mit einer Pulsdauer von 5 ms mit $0,37 \text{ T/m}$ Stärke bei einem Abstand zwischen den Gradienten von $\Delta t = 1 \text{ ms}$ verwendet werden. Da die Phasenaufprägungen der AC-Methode sich aufsummieren, können im Vergleich dazu 36 Echos mit Trapezgradienten von $1,5 \text{ ms}$ Länge und einer Gradientenstärke von $0,15 \text{ T/m}$ verwendet werden. Dadurch wird die effektive Echozeit deutlich verringert, was den Einfluss der inkohärenten Dephasierung durch Diffusion im inhomogenen Magneten reduziert. Die negative Auswirkung der Dephasierung durch Diffusion ist abhängig von der Homogenität des Magneten. Deswegen ist insbesondere bei der im Vergleich zu Ganzkörpertomographen niedrigen Homogenität der mobilen Magnete der Effekt problematisch. Die Möglichkeit, wie im Beispiel beschrieben, eine deutlich geringere Stärke des Gradienten zu verwenden hat auch niedrige Wirbelströme zur Folge. Dies ist zusätzlich für den Sensor von Vorteil (vgl. 3.3).

Ein Nachteil der AC-Methode gegenüber der PFG-Messung ist der längere Echozug, durch den auch ein größerer T_2 -Abfall auftritt und dadurch zusätzlich das Geschwindigkeitsspektrum verbreitert wird. Der Effekt ist im Austausch für eine erhöhte Sensitivität gegenüber dem Rauschen durch eine Entfaltung reduzierbar. Die verwendeten Proben weisen jedoch hohe T_2 -Werte auf, bei denen die sogenannte Dekonvolution nicht notwendig ist.

Kapitel 5

Flussmessungen an Pflanzen

In diesem Kapitel wird die Anwendung der weiterentwickelten AC-Methode (s. 4.7) für Flussmessungen an Pflanzen beschrieben. Dazu wird eine kurze Übersicht über den Wassertransport in Pflanzen gegeben. Danach werden zunächst die Ergebnisse der Flussmessungen an einigen Pflanzen mit höherer Flussgeschwindigkeit vorgestellt. Zusätzlich werden exemplarisch Ergebnisse von Langzeitmessungen unter wechselnder Beleuchtung gezeigt. Abschließend wird das Ergebnis einer Studie an Gersten vorgestellt, die im Rahmen einer Kooperation mit der Arbeitsgruppe Lipid Metabolism der IPK Gatersleben durchgeführt wurde.

Teile dieses Kapitels wurden veröffentlicht: Ralf Kartäusch, Xavier Helluy, Peter Jakob, Florian Fidler, "Optimization of the AC-gradient method for velocity profile measurement and application to slow flow", Journal of Magnetic Resonance, 2014 [75]

Hardy Rolletschek, Eva Grafahrend-Belau, Eberhard Munz, Volodja Radchuk, Ralf Kartäusch, Henning Tschiersch, Falk Schreiber, Peter M. Jakob, and Ljudmilla Borisjuk "Metabolic architecture of the small grain cereal caryopsis", Plant Cell, abgeschickt.

5.1 Wassertransport in Pflanzen

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über den Wassertransport von Pflanzen. Nähere Details sind zum Beispiel in den Lehrbüchern [106, 107] zu finden.

Der Transport von Stoffen in Gefäßpflanzen findet im Leitgewebe statt. Das Leitgewebe ist in die Bestandteile Xylem und Phloem gegliedert. Das Xylem dient hauptsächlich dazu Wasser und die darin gelösten Mineralstoffe von den Wurzeln in die Blätter zu transportieren. Das Phloem hingegen ist für den Transport der in den Blättern durch Photosynthese hergestellten Stoffe (Assimilate) in die Wurzeln oder Speicherorgane der Pflanze verantwortlich. Die Lokalisierung von Xylem und Phloem ist je nach Pflanzengattung unterschiedlich. Bei monokotylen Pflanzen, wie z.B. Palmen, die nur ein embryonales Keimblatt besitzen, sind die Leitbündel zerstreut angeordnet (Abbildung 40a). Hingegen bei dikotylen Pflanzen, die zweiembryonale Keimblätter besitzen, bilden die Leitbündel einen Ring (Abbildung 40b). Die meisten Bäume gehören zu den dikotylen Pflanzen. Außerdem trennt bei den dikotylen Pflanzen die hohlzylinderförmige Wachstumsschicht, das sogenannte Kambium, das Xylem vom Phloem (Abbildung 40c). Liegt eine ausreichend dicke Wachstumsschicht vor, lassen sich Xylem und Phloem mit der Auflösung der MR trennen.

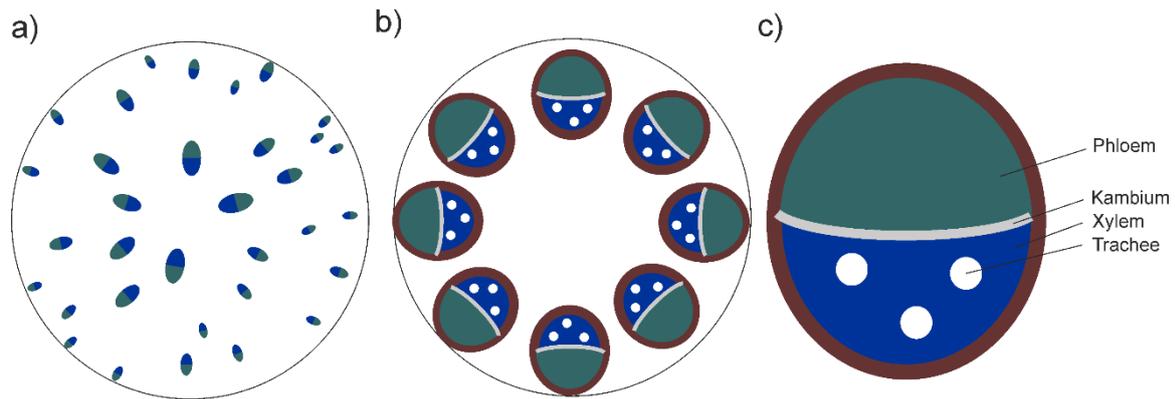


Abbildung 40 Verteilung der Leitbündel.

- a) Die Leitbündel monocotyler Pflanzen sind nicht durch ein Kambium getrennt. Das Xylem ist aber zum Zentrum ausgerichtet und die Leitbündel werden mit zunehmenden Abstand vom Zentrum kleiner.
 b) Dicotyle Pflanzen haben ein durch ein Kambium getrenntes Xylem und Phloem und sind in der Regel ringförmig angeordnet.
 c) Vereinfachte Darstellung eines Leitbündels einer dicotylen Pflanze, bestehend aus Xylem und Phloem.

5.1.1 Xylem

Der Wassertransport im Xylem wird hauptsächlich durch den Wurzeldruck und den Transpirationssog ausgelöst. Der Wurzeldruck ist ein Resultat der Osmose, welche durch die unterschiedliche Konzentration der gelösten Stoffe zwischen der Erde und den Wurzeln entsteht. Das Wasser fließt dadurch aus der Erde in die Wurzeln, wodurch der Xylemsaft nach oben gedrückt wird.

Verdunstet Wasser an der Oberfläche des Grundgewebes der Blätter beginnt der Transpirationssog bei dem durch Kohäsion und Adhäsion neues Wasser angezogen wird. Durch die Kapillarwirkung und der Oberflächenspannung des Wassers entsteht ein Unterdruck, der Wasser aus den Wurzeln anzieht. Dies wird durch die Kohäsionstheorie beschrieben, welche u.a. von Dixon und Joly (1895) [4] sowie Askenasy (1895) [108] vorgestellt wurde.

Die leitenden Zellen des Xylems sind die Tracheen und Tracheiden. Wenn sie als Leitgewebe fungieren, bestehen sie aus abgestorbenen Zellen, die kein Zytoplasma enthalten. Ein Gefäß wird durch die Aneinanderreihung von Tracheen mit verbundenen, offenen Ende gebildet. Diese resultierenden Gefäße sind zwischen wenigen Zentimetern und bis zu einem Meter lang. Der Unterdruck wird von den Wurzeln bis in die Blätter weitergeben [7]. Durch die Einlagerung von Lignin verholzen die Gefäße, was dazu führt, dass sie steif und robust werden und dem Druck standhalten können [109]. Die Gefäße haben einen geringen Durchmesser (10-1000 μm) [13], da größere Gefäße aufgrund der Kavitation (Bildung von Gasblasen) beschädigt werden würden [5].

5.1.2 Phloem

Eine der anerkanntesten Theorien zu den Transportmechanismen im Phloem wurde 1930 von Ernst Münch veröffentlicht [110]. Durch eine Differenz im osmotischen Druck zwischen einer Quelle und einer Senke werden die Assimilate (z.B. Saccharose) transportiert. Dabei fließt Wasser durch eine semipermeable Membran in die Quelle, wie zum Beispiel ein Blatt, das eine höhere Konzentration der Assimilate aufweist. Durch die Siebröhren fließt die Lösung zu einer Senke, wie z.B. einer Frucht oder einer Wurzel. In der Senke werden die Assimilate eingelagert und das

Wasser wird entweder wieder über das Xylem zurücktransportiert oder direkt zum Wachstum verwendet.

Die Siebröhren des Phloems sind die leitenden Elemente. Sie bestehen aus Siebröhrenglieder, welche im Gegensatz zum Xylem lebendige Zellen sind. Diese haben aber nur noch wenige Organellen im Zytoplasma. So fehlt den Zellen u.a. der Zellkern. Die Siebröhrenzellen werden durch die Siebplatten abgeschlossen, durch deren Poren der Austausch zwischen den Siebröhrenzellen stattfindet.

5.2 Material und Methoden

Die Flussmessungen wurden zuerst an Pflanzen, bei denen ein hoher Fluss zu erwarten war, durchgeführt.

- Eine junge Schwarzerle (*Alnus glutinosa*) mit einem Stammdurchmesser von unter 1 cm wurde als Referenz verwendet, da diese durch die bei Erlen üblicherweise sehr hohe Verdunstung [111] einen sehr hohen Wasserverbrauch hat und hohe Flussgeschwindigkeiten zu erwarten sind.
- Eine Tomatenpflanze mit vielen Früchten in der Wachstumsphase hat einen hohen Wasserdurchsatz und wird deswegen öfter als Testobjekt bei Flussmessungen verwendet [34].

Nachdem Flussänderungen in Pflanzen mit hohem Wasserdurchsatz nachgewiesen wurden, sind dann im Rahmen einer Kooperation zwei Nutzpflanzen untersucht worden.

- Im Rahmen der Kooperation mit der Arbeitsgruppe „Lipid Metabolism“ der IPK Gatersleben wurde zusätzlich die Reaktion auf Beleuchtungsänderung an Rapspflanzen untersucht.
- Zusätzlich wurde im Rahmen der Kooperation eine Studie an Weizen und Gerste durchgeführt. Dabei wurde der Einfluss der Ähre auf die Flussgeschwindigkeiten getestet.

Diese Messungen wurden an dem im Kapitel 3 vorgestellten MR-Scanner durchgeführt. Die Beleuchtung wurde mit einer 400 W Radiumlampe kontrolliert. Die Pflanzen wurden teilweise in einer lichtundurchlässigen Box gemessen, um den Einfluss äußerer Beleuchtung, wie Sonnenlicht oder Bürolicht, kontrollieren zu können. Die 400 W Lampe wurde automatisch gesteuert und im 12-Studentakt an- und ausgeschaltet.

Bei den Messungen mit der AC-Methode wurden mindestens 200 Echos aufgenommen. Bei der Auswertung wurden anschließend je nach SNR unterschiedlich viele Echos verwendet (s. Abschnitt 4.7.4). Die Anzahl ist bei den Ergebnissen angegeben. Um Messdauern im Bereich von 10 Minuten zu erreichen, betrug die maximale Matrixgröße 100 x 100 Pixel bei einer maximalen Auflösung von 150 µm x 150 µm. Die Messungen liefen automatisch über mehrere Tage. Vor jeder einzelnen Messung und Mittelung wurde die im Abschnitt 4.8.4 vorgestellte Frequenzkorrektur durchgeführt, um den Frequenzdrift der Permanentmagneten zu korrigieren. Die Auswertung wurde automatisiert mittels Matlab (The MathWorks) durchgeführt und die

Prozeduren aus dem Abschnitt 4.7.4 wurden verwendet um einen stationären Anteil aus den Spektren zu entfernen. Man erhält damit einen Verlauf des mittleren Flussniveaus entweder als Differenz einer Referenzmessung (Prozedur 1-2 aus Abschnitt 4.7.4) oder als Differenz aus positiven und negativen Flussgeschwindigkeiten (Prozedur 3).

5.3 Anwenden der AC-Methode an Pflanzen

5.3.1 AC-Methode ohne Lokalisierung

Schwarzerle

Zwei einzelne Spektren sind in Abbildung 41a dargestellt. Die Differenz (grün) des Spektrums einer unbeleuchteten Periode (blau) und vom Spektrum einer beleuchteten Periode (rot) zeigt den fließenden Teil ohne den stationären Hintergrund. Die negativen Werte bei den Geschwindigkeiten um null zeigen, dass in den unbeleuchteten Perioden ein größerer, stationärer Anteil vorhanden ist. Als Vergleich ist die Differenz zwischen den nach oben fließende Spins (linke Hälfte im Spektrum) und den nach unten fließenden Spins (rechte Hälfte im Spektrum) in Schwarz dargestellt.

Der Verlauf der Flussgeschwindigkeit im Stamm der Schwarzerle ist in Abbildung 41b dargestellt. Die Erle reagiert deutlich mit unterschiedlichen Flussgeschwindigkeiten je nach Beleuchtung. Es wurde gezielt die Pflanze bei der ersten Beleuchtungsphase abgedunkelt, um den direkten Einfluss des Lichts auf den Fluss zu demonstrieren.

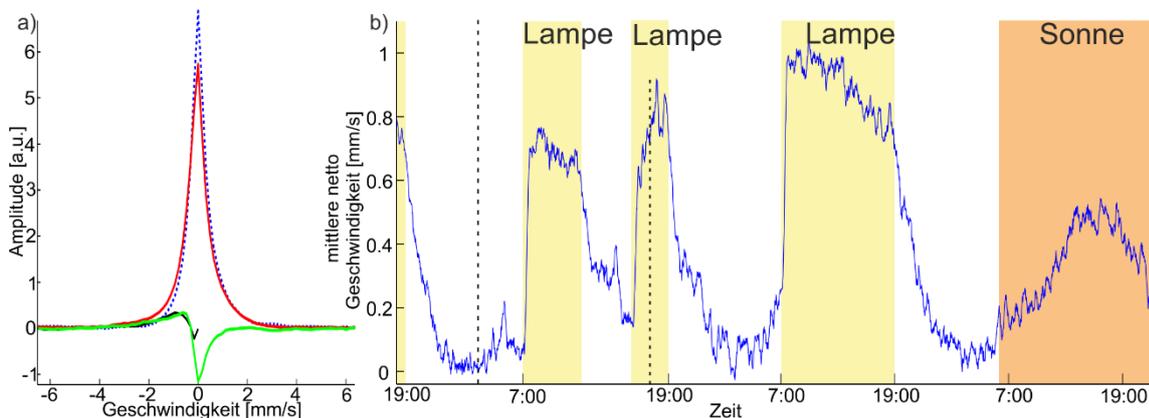


Abbildung 41 Langzeitmessung an einer Schwarzerle mit der AC-Methode.

a) Plot eines Geschwindigkeitsspektrums unter Beleuchtung (rot) und eines Geschwindigkeitsspektrums ohne Beleuchtung (blau gestrichelt). Die Differenz der Spektren (Prozedur 2) ist in grün dargestellt. Die Subtraktion der rechten Seite von der linken Seite des roten Spektrums (Prozedur 3) ist in schwarz dargestellt.
 b) Der Verlauf zeigt die mittlere Differenzgeschwindigkeit (Prozedur 3) im Stängel einer Schwarzerle über drei Tage. Die gelben Bereiche zeigen die Intervalle unter Beleuchtung der Radiumlampe. Bei dem orangenen Bereich lag Sonneneinstrahlung geringer Intensität vor. Die beiden schwarzen Striche markieren die Zeitpunkte zu denen die Spektren aus a) gehören.
 (Datenpunkte 32; TE 5,1 ms; TR 2 s; τ 1.0 ms; 200 mT/m Mittelungen 1; Echozahl 302; Messzeit 2 s)

Die mittlere Flussgeschwindigkeit im Stängel ändert sich um ca. 0,8 mm/s, wenn diese beleuchtet wird. Auf die gezielte Verdunkelungsphase reagierte die Pflanze innerhalb weniger Minuten und eine Flussänderung von über 0,6 mm/s ist feststellbar. Der Effekt war reversibel, sobald die vorherige Beleuchtung wiederhergestellt wurde. Am letzten Tag wurde die Lampe nicht angeschaltet und nur die Sonneneinstrahlung, die im Vergleich zur direkten Beleuchtung deutlich

geringer war, beleuchtete die Pflanze. In diesem in orange dargestellten Bereich reagiert die Erle mit einer maximalen Änderung von ca. 0,4 mm/s, welche signifikant von den Phasen mit kompletter Beleuchtung abweicht.

5.3.2 2D AC-Methode mit Lokalisierung Schwarzerle

Die Ergebnisse der 2D AC-Methode sind in Abbildung 42 dargestellt. In Abbildung 42a ist das Bild dargestellt, was man erhält, wenn man nur das erste Echo ohne Flusskodierung aller Phasenschritte auswertet. Zwei gemessene Flussprofile sind exemplarisch in Abbildung 42b dargestellt. Diese Spektren entsprechen Pixeln aus dem Mark bzw. dem Xylem. Der Bereich mit nach oben gerichtetem Fluss ist in Abbildung 42c dargestellt, der Bereich mit dem Fluss nach unten in Abbildung 42d.

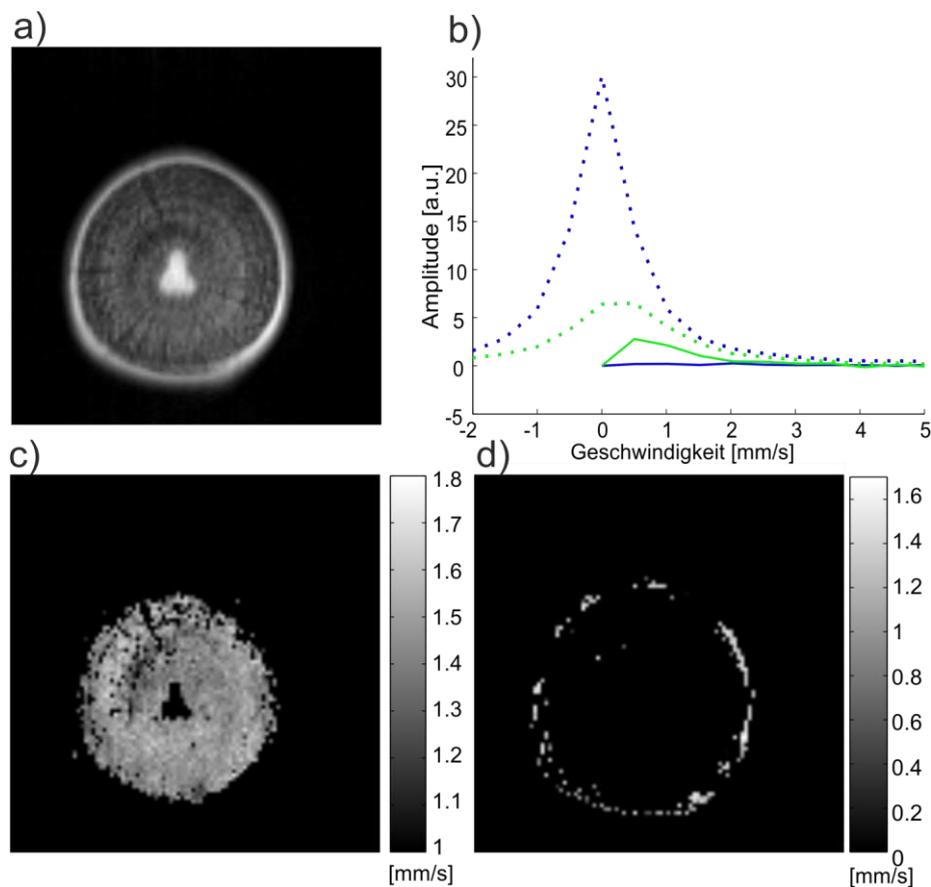


Abbildung 42 Messung mit der 2D AC-Methode an einer Schwarzerle.

a) Bild des ersten Echos einer 2D AC-Methode. Das Echo unterliegt keiner Flusskodierung und liefert das gleiche Signal wie ein Spin-Echo 2D-Bild.

b) Das blaue Spektrum ist aus dem Zentrum der Erle, das grüne ist aus dem Bereich des Xylems. Die gestrichelten Linien sind die gemessenen Signale, die durchgängigen Linien zeigen die Differenz zwischen linker und rechter Seite der Profile.

c) Mittlere Geschwindigkeit der Pixel aus a), mit der Flussrichtung nach oben bzw. nach unten d).

(100x100; Matrix 15x15 mm; Schicht 4 mm; TE 5,6 ms; TR 1,8s; τ 1.3 ms; 66mT/m; Mittelungen 10; Echozahl 100; Messzeit 30 min)

Bei Bäumen (dikotyle Pflanze) sind das Xylem und Phloem durch das Kambium getrennt, wie es z.B. in [112] dargestellt ist. Das Phloem liegt dabei außen nahe der Rinde und das Xylem im

inneren Bereich. Ganz im Zentrum ist das Mark mit dem Primärgewebe. Die beiden Flussbilder zeigen deutlich den Aufbau des Stammes mit dem Fluss nach unten im Phloem und nach oben im Xylem. In Abbildung 42a kann man das Mark im Zentrum erkennen.

Die Reaktion auf Beleuchtungsänderungen ist in Abbildung 43 dargestellt. Die Beleuchtung nimmt entlang der einzelnen Bilder von oben nach unten ab. Diese Beleuchtungsänderung führt auch zu einer Geschwindigkeitsänderung im Xylem (Abbildung 43a). Die Flussgeschwindigkeit im Phloem variiert dabei nicht signifikant (Abbildung 43b).

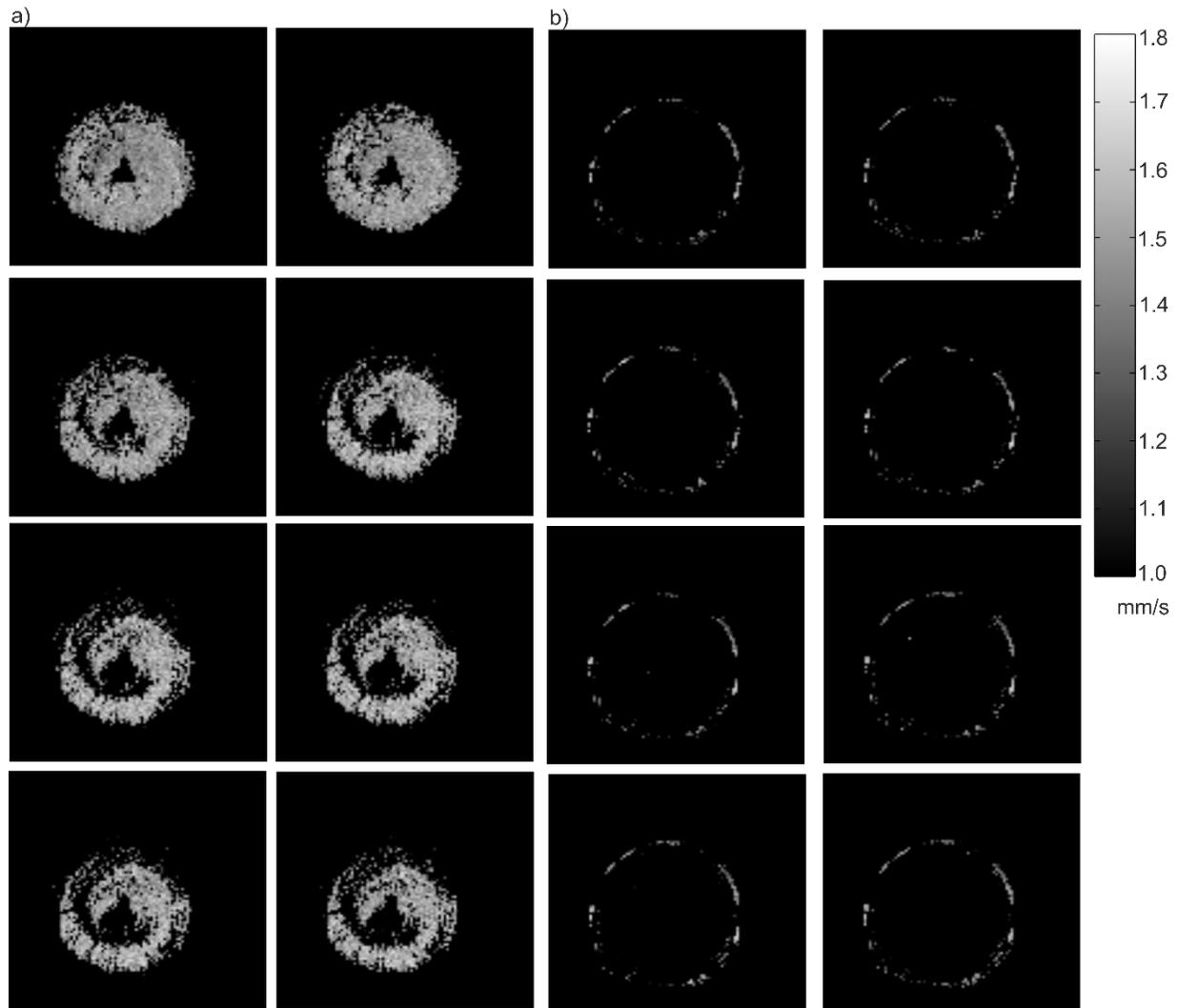


Abbildung 43 Langzeitmessung der Schwarzerle mit der 2D AC-Methode.

Verlauf der mittleren Geschwindigkeit bei kontinuierlich nachlassender Beleuchtung mit Fluss nach oben (a) und Fluss nach unten (b). (100x100; Matrix 15x15 mm; Schicht 4 mm; TE 5,6 ms;TR 1,8s; τ 1.3 ms; 66mT/m; Mittelungen 10; Echozahl 100)

Raps

Die Langzeitmessungen an Rapspflanzen zeigen eine von den anderen Messungen abweichende Reaktion auf die Beleuchtungsänderungen (Abbildung 45). Beim Einschalten der Beleuchtung mittels 400 W Radiumlampe nimmt die mittlere Flussgeschwindigkeit deutlich ab (Abbildung 44), es ist kaum noch Fluss vorhanden (Abbildung 44a). Im Gegensatz dazu ist in der Darstellung der

mittleren Flussgeschwindigkeit die Gitterstruktur des Xylems [113] sichtbar (Abbildung 44b), wenn keine Beleuchtung stattfand. Diese Reaktion auf Beleuchtung konnte an mehreren Rapspflanzen auch unterschiedlichen Alters bestätigt werden.

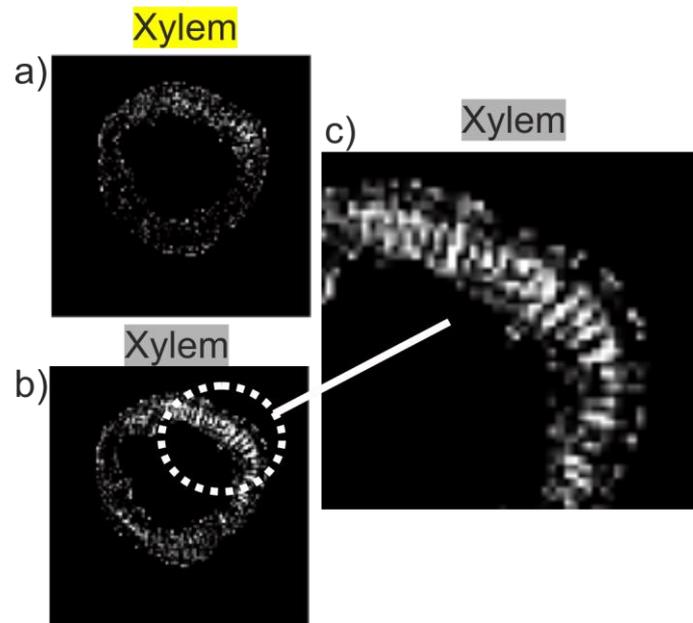


Abbildung 44 Reaktion der Rapspflanze auf Beleuchtungsänderungen.

Dargestellt sind die Ergebnisse einer Messung mit der 2D AC-Methode eines Rapsstängels mit einer Selektion der Pixel mit positiven Flussgeschwindigkeiten. Das gelb markierte Bild (a) ist unter Beleuchtung aufgenommen und das grau markierte Bild (b) ohne Beleuchtung. Die rechts vergrößerte Struktur (c) zeigt die zu erwartende Gitterstruktur des Xylems [113].

(Matrix 100x100; 15x15 mm; Schicht 4 mm; TE 10 ms; TR 1,8s; τ 1.2 ms; 120 mT/m; Mittelungen 15; Echozahl 100)

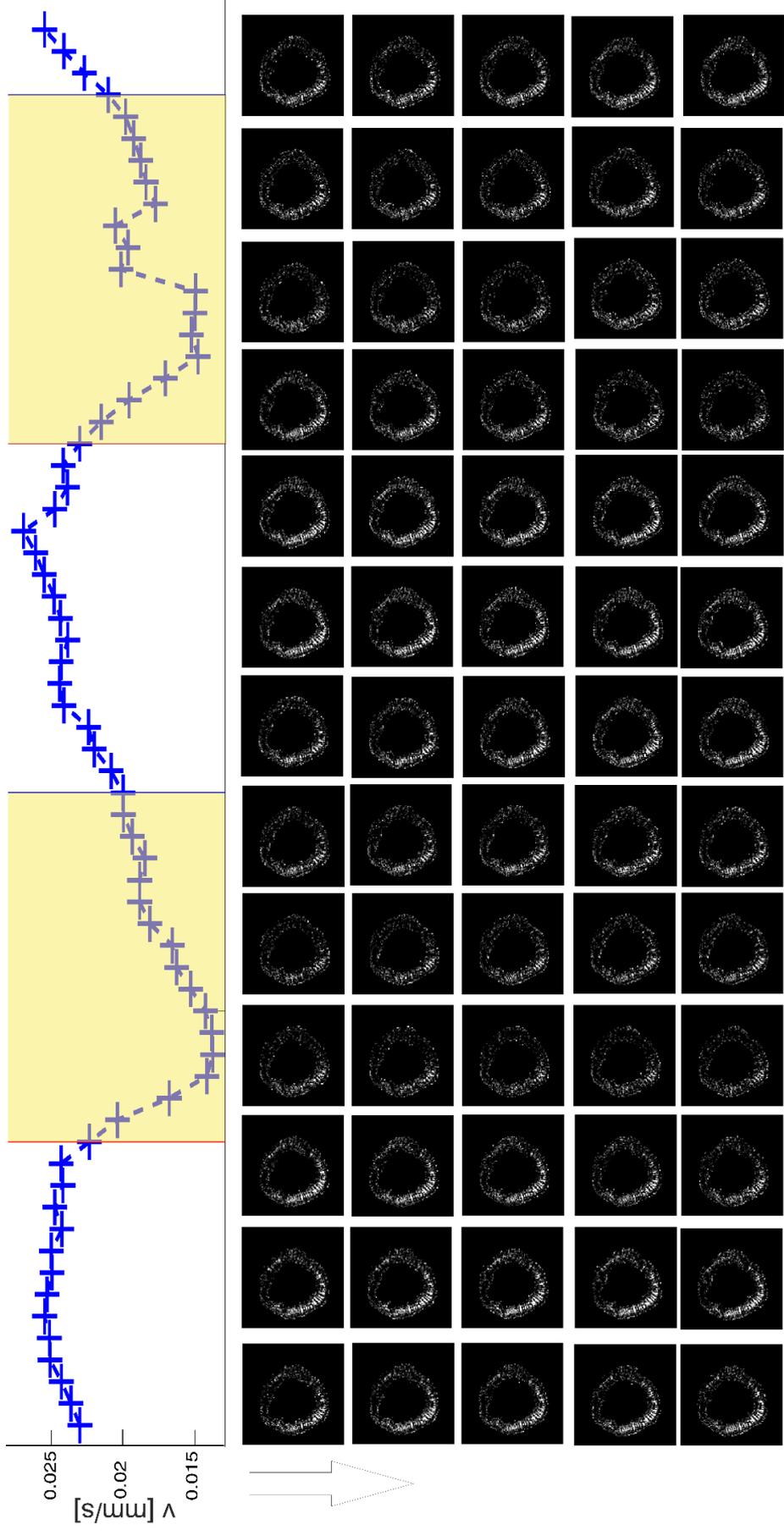


Abbildung 45 Verlauf des Xylemflusses einer Rapspflanze gemessen mit der 2D AC-Methode.

Oben: Zeitverlauf der mittleren Flussgeschwindigkeit. In Gelb dargestellt sind die beleuchteten Zeitintervalle. Unten: Einzelne Bilder mit Pixeln mit positiven mittleren Geschwindigkeiten (2D AC-Methode). Der Aufnahmezeitpunkt des Bildes nimmt von oben nach unten bzw. von links nach rechts zu. Die Bilder sind vergrößert im Anhang 9.5 dargestellt.

(Matrix 100x100; 15x15 mm; Schicht 4 mm; TE 10 ms; TR 1,8s; τ 1.2 ms; 120mT/m; Mittelungen 15; Echozahl 100)

Tomate

Abbildung 46 zeigt die Ergebnisse der Messung durch die 2D AC-Methode einer Tomatenpflanze. Durch die niedrige Anzahl von 64 Phasenschritten können die Messungen innerhalb von 10 Minuten aufgenommen werden. Deswegen können Änderungen vom Fluss zeitlich exakter nachverfolgt werden. Um die Details der Pflanzenstruktur aufzulösen wurde eine hochaufgelöste Multi-Spin-Echo (MSE)-Messung aufgenommen (Abbildung 46a) und die Ergebnisse der 2D AC-Methode (Abbildung 46b) damit überlagert (Abbildung 46c). Die Verteilung des Xylems (Abbildung 46b) ist vergleichbar mit den bestehenden Messungen von Tomatenstängeln [34].

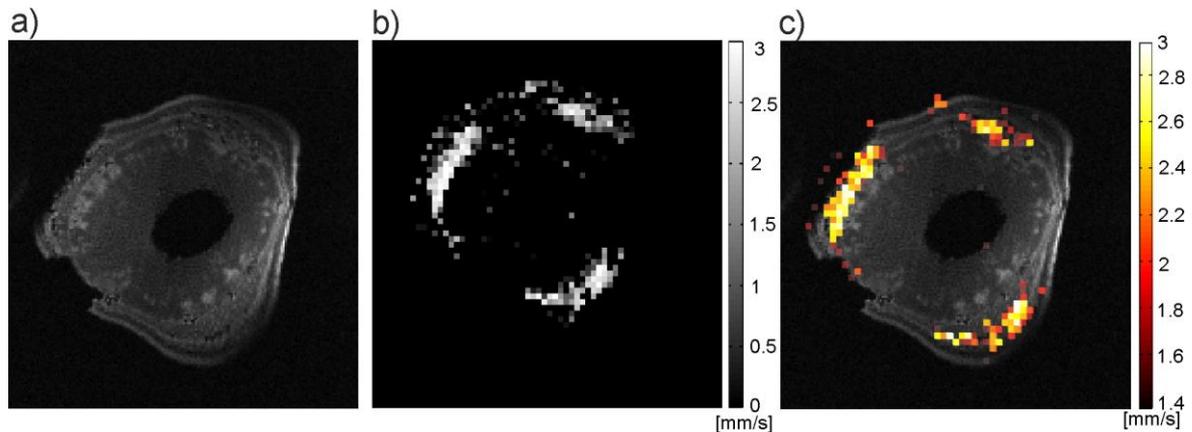


Abbildung 46 Überlagerung von hochaufgelösten Messungen mit Flusskarten.

a) Hochaufgelöste Multi-Spin-Echo (MSE) Messung eines Tomatenstängels.

(Matrix 256 x 256, 20 x 20 mm; Schicht 2mm; TE 17,6 ms; TR 0,8; Mittelungen 20; Echozahl 20; Messzeit 100 min)

b) Mittlere Geschwindigkeit gemessen mit der 2D AC-Methode. Die Pixel mit negativen Flussgeschwindigkeiten und zu geringen SNR wurden auf null gesetzt.

(Matrix 64x64; 15x15 mm; Schicht 4 mm; TE 5,6 ms; TR 1,8s; τ 1.3 ms; 66mT/m; Mittelungen 5; Echozahl 100; Messzeit 10min)

c) Überlagerung der Ergebnisse von a) und b), wobei nur die Pixel aus b) genommen wurden, die eine Flussgeschwindigkeit größer als 1,4 mm/s aufwiesen.

5.3.3 Vergleich des zeitlicher Verlauf AC-Methode mit und ohne Lokalisierung

Der zeitliche Verlauf der mittleren Flussgeschwindigkeit einer 0D AC-Methode (rot) und der mit zeitliche Verlauf einer 2D AC-Methode (blau) sind in Abbildung 44 dargestellt. Der Zeitverlauf der 2D AC-Methode wurde durch die Mittelung der Pixel mit positiven, mittleren Geschwindigkeit Abbildung 47 erzeugt. Der zeitliche Verlauf der 0D AC-Methode wurde mit der Prozedur 3 erstellt. Beide Verläufe folgen deutlich der Beleuchtungsänderung.

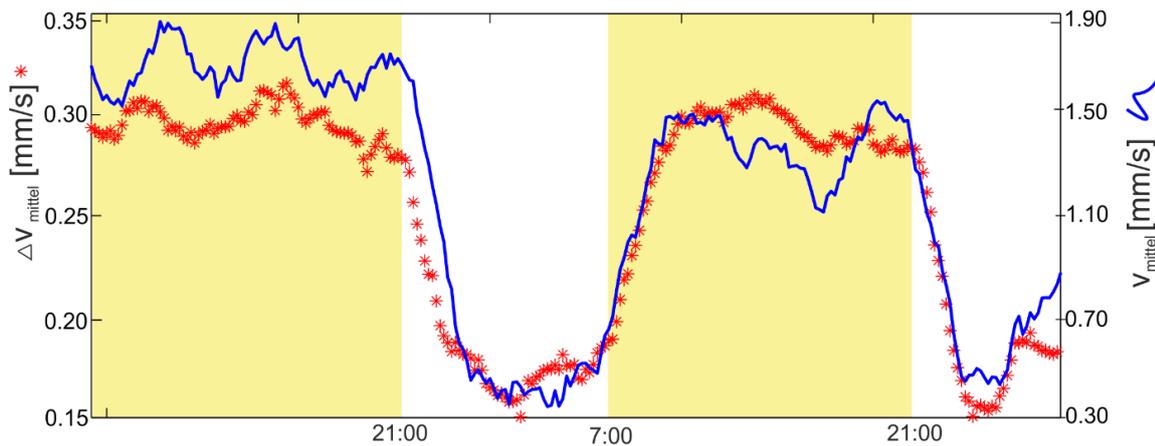


Abbildung 47 Vergleich der Ergebnisse der AC-Methode mit und ohne Lokalisierung.

Überlagerung der mittleren Geschwindigkeit einer globalen AC-Methode (rot gepunktet) und der mittleren Geschwindigkeit in den Pixeln mit positiver, mittlerer Flussgeschwindigkeit (blaue Linie), gemessen mit einer 2D AC-Methode.

blau: (Matrix 64x64; 15x15 mm; Schicht 4 mm; TE 5,6 ms; TR 1,8s; τ 1.3 ms; 66 mT/m; Mittelungen 5; Echozahl 100; Messzeit 10 Min)

rot: (Datenpunkte 32; TE 5,1 ms; TR 2 s; τ 1.0 ms; 200 mT/m Mittelungen 5; Echozahl 302; Messzeit 10 s)

Die quantitativen, mittleren Geschwindigkeiten unterscheiden sich aber signifikant. Dies hat verschiedene Ursachen.

Die Messung ohne Lokalisierung zeigt die Differenz zwischen linker und rechter Seite der Spektren an. Dadurch wird der Anteil des Phloems abgezogen. Zusätzlich ist in der Pflanze der größte Teil der Spins statisch. Dieser Anteil bewirkt, selbst bei einer sehr geringen Phasenverschiebung, eine große Veränderung der mittleren Geschwindigkeit (s. Abschnitt 4.7.2) im Vergleich zum geringen Anteil des fließenden Flussvolumens.

Bei der Messung mit Lokalisierung wird die mittlere Geschwindigkeit durch Subtraktion der linken (von der rechten Seite in den Spektren bestimmt). Wenn jedoch Phloem und Xylem durch die Auflösung getrennt werden, hat dies keinen Einfluss auf die mittlere Flussgeschwindigkeit. Deswegen ist die quantitative Flussmessung durch die Lokalisierung für eine getrennte Bestimmung des Xylem-/ Phloemflusses besser geeignet.

5.4 Studie: Einfluss der lokalen Beleuchtung

In Kooperation mit der Arbeitsgruppe „Lipid Metabolism“ der IPK Gatersleben war es das Ziel die Steuerung des Flusses in der Gerste bzw. dem Weizen zu untersuchen. Die Fragestellung im speziellen war, welchen Anteil am Fluss von der Ähre selbst verursacht wird. Dafür wurde der Fluss direkt unter der Ähre gemessen und die Ähre durch Abdecken zeitweise verdunkelt. Die Studie ist bei dem Journal „The Plant Cell“ zur Begutachtung eingeschickt worden [114].

5.4.1 Vorgehen

Der Halm der Gerste hat einen Durchmesser von wenigen Millimetern und ist größtenteils hohl (Abbildung 48). Die Daten für das Bild sind von Eberhard Munz (Lehrstuhl EP V, Universität Würzburg) an einem 17,6 T MR-Scanner (Bruker, Avance 750 WB) aufgenommen worden. Die Wanddicke des Stängels und damit die wassertransportierenden Kapillaren liegen im μm Bereich (Abbildung 48, weiße Pfeile). Deswegen liefern diese sehr wenig Signal.

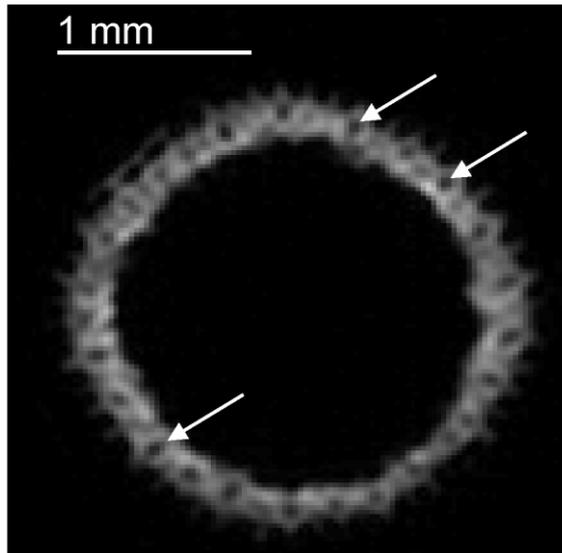


Abbildung 48 Hochaufgelöste Darstellung des Gerstenhalms.

Aufnahme des Weizenstängel an dem die Flussmessungen durchgeführt wurden (Abbildung 49b), erstellt von Eberhard Munz an einem 17,6 T Scanner von Bruker. Die weißen Pfeile markieren die wassertransportierenden Teile des Xylems.

Das SNR der Messung wurde für diesen kritischen Fall durch eine optimal angepasste Solenoidspule maximiert. Hierzu wurde eine Spule direkt um den Stängel der Ähre gewickelt (Abbildung 49a). Die Empfangsspule wurde zwischen der Ähre und dem sogenannten Fangblatt, das nächste Blatt direkt an der Ähre, positioniert. Sie liefert durch den geringen Abstand zur Probe mehr Signal [115]. Das im Abschnitt 3.5.3 vorgestellte Rauschunterdrückungssystem wurde eingesetzt. Aufgrund des niedrigen SNRs wurden die Flussgeschwindigkeiten mit der AC-Methode ohne Ortsauflösung bestimmt. Dies gewährleistete eine hohe Zeitauflösung.

Die Beleuchtung des Weizens mit der 400 W Lampe wurde im 12-Studentakt ein- und ausgeschaltet. Der Einfluss der Ähre wird durch gezieltes Abdunkeln der Ähre erreicht. Hier wurde nur die Ähre abgedeckt und die anderen Blätter sowie das Fangblatt weiter beleuchtet.

5.4.2 Ergebnisse

Die Abdunkelung der Ähre wurde einmal während einer Beleuchtungsperiode und einmal nach einer Beleuchtungsperiode durchgeführt. Die Gerste zeigte eine direkte Antwort auf die Abdunkelung. Der sonst periodisch auftretende Flussanstieg der Gerste wird bei der Abdunkelung gestoppt und der Flusslevel geht auf das Niveau ohne Beleuchtung zurück. Im zweiten Versuch wurde die Verdunkelung wieder entfernt und der beleuchtungsabhängige Flussanstieg fand wieder statt. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Ähre selber den Fluss beeinflusst [114]. Die gleichen Messungen wurden auch für Weizen durchgeführt und zeigten dasselbe Verhalten. Die Messergebnisse sind in Abbildung 49b und c dargestellt. Der aufgenommene Bereich ist identisch mit dem Bildausschnitt in Abbildung 48. Der Verlauf in Abbildung 49b wurde mit der Prozedur 1 erstellt. Hier wird für jedes Spektrum ein weiteres mit dazu orthogonaler Flusskodierung aufgenommen und die Differenz von beiden ausgewertet. Der zweite Verlauf aus c) wurde mit der Prozedur 3 erstellt. Hier ist die Differenz zu einem Referenzspektrum aufgetragen. Die Perioden mit Beleuchtung sind in Gelb dargestellt, ohne Beleuchtung in Weiß und die Abschnitte in denen die Ähre verdeckt wurde sind grau unterlegt.

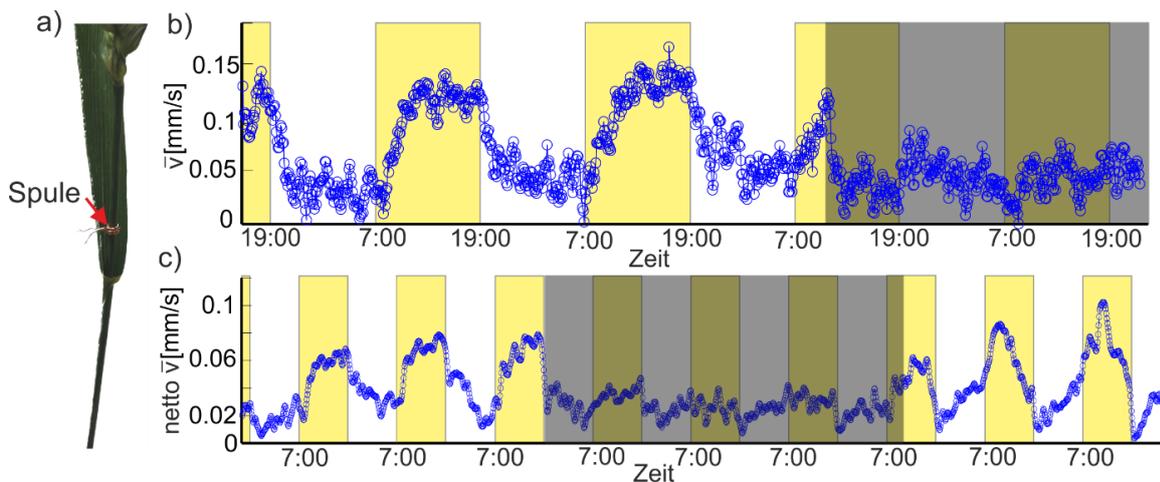


Abbildung 49 Langzeitmessung des Flusses einer Gerste.

Foto der gemessene Gerste mit der verwendeten Spule a). Darstellung des Verlaufs der mittleren Geschwindigkeit (Prozedur 1) b) bzw. mittleren netto Geschwindigkeit einer Langzeitmessung der AC-Methode (Prozedur 3) c). Die gelben Flächen zeigen den Zeitraum indem die 400 W Radiumlampe verwendet wurde. Die Ähre wurde gezielt abgedeckt in den grau hinterlegten Flächen.

(Datenpunkte 32; TE 5,1 ms; TR 2 s; τ 1.0 ms; 200 mT/m Mittelungen 10; Echozahl 372; Messzeit 20 s)

5.5 Diskussion

Die Messungen an Pflanzen zeigen, dass die AC-Methode geeignet ist um Flussänderungen in Pflanzen zu detektieren. Bei den Zeitverläufen ist eine Reaktion der Pflanzen auf die Beleuchtungsänderungen deutlich messbar. Die gemessenen Flusskarten zeigen die erwartete Struktur des Xylems. Bei der Messung der Schwarzerle wird auch die Phloemstruktur erkennbar (vgl. Abschnitt 5.1). Die Auflösung der Struktur einer monocotyler Pflanzen ist im Anhang 9.4 beschrieben.

Durch die vorgestellten Prozeduren ließ sich der dominante Peak der stationären Spins entfernen und das Geschwindigkeitsprofil extrahieren. Dabei erzielte die AC-Methode ohne Lokalisierung bei der Prozedur 1 (Abbildung 49b) die besten Ergebnisse. Hier wurde trotz geringem SNR bei den Messungen die zu erwartende stabile Flussgeschwindigkeit während der beleuchteten Phasen bestimmt [30, 33, 116-118]. Diese Prozedur verdoppelt allerdings die Messzeit und ist deswegen hauptsächlich für die sehr schnelle AC-Methode ohne Lokalisierung verwendbar. Bei der 2D AC-Methode wird die zeitliche Auflösung dadurch aber je nach Messzeit soweit reduziert, dass der Anstieg der Flussgeschwindigkeiten nicht aufgelöst werden kann.

Eine Steigerung des statischen Magnetfeldes (B_0) kann aber das SNR in den Messungen soweit erhöhen (s. Abschnitt 2.3), dass auch für die 2D AC-Methode die Prozedur 1 verwendet werden kann ohne Einschränkung bei der Zeitauflösung. Alternativ kann, insbesondere bei Pflanzen mit großen Leitbündeln, auch die Ortsauflösung soweit reduziert werden, dass die Messungen deutlich schneller laufen und weniger Mittelungen benötigen.

Kapitel 6

Bloch-Siegert-Gradienten

Dieses Kapitel beschreibt ein neues, alternatives Verfahren zur Phasenkodierung, welches die Möglichkeit bietet, ohne MR störende Wirbelströme, Phasenaufprägungen zu induzieren. Dazu wird zunächst die allgemeine Theorie des Bloch-Siegert Shifts erläutert und danach die im Rahmen der Arbeit entworfene Erweiterung zur ortsabhängigen Phasenkodierung dargestellt. Die Entwicklung eines B_1 -Gradienten mit wurzelförmigen Feldverlauf und erste Messungen damit werden kurz vorgestellt.

Teile des Kapitels wurden veröffentlicht: Ralf Kartäusch, Toni Driessle, Thomas Kampf, Thomas Basse-Lüsebrink, Uvo Hoelscher, Peter Jakob, Florian Fidler, Xavier Helluy, „Spatial phase encoding exploiting the Bloch–Siegert shift effect“, Magn Reson Mater Phy (2013)

6.1 Einleitung

In der MR ist es üblich eine Phasenkodierung durch einen Gradienten eines statischen Magnetfeldes, im folgenden B_0 -Gradienten genannt, aufzuprägen. Im Rahmen der Arbeit wurde eine alternative Kodierung entwickelt [119, 120], die auf dem Einsatz von B_1 -Gradienten beruht. Hier wird anstelle eines konstanten Magnetfeldes ein hochfrequentes Wechselfeld angelegt. Wählt man die Frequenz mit einem Offset von der Larmorfrequenz, erhält man eine B_1 -feldabhängige Frequenzverschiebung der Präzessionsfrequenz. Der Effekt ist in der MR-Fachwelt unter dem Namen Bloch-Siegert(BS)-Shift Effekt bekannt und wird verwendet um B_1 -Karten von Spulen zu erstellen [71]. Durch den BS-Shift kann, analog zu B_0 -Gradienten, ein ortsabhängiger Phasenshift aufgeprägt werden (engl. spatial encoding technique; kurz BS-SET)[120]. Diese Technik wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und wird im Folgenden vorgestellt.

6.2 Theorie

Im mit der Larmorfrequenz ω_0 rotierenden Bezugssystem ist die Magnetisierung konstant (Abbildung 50a).

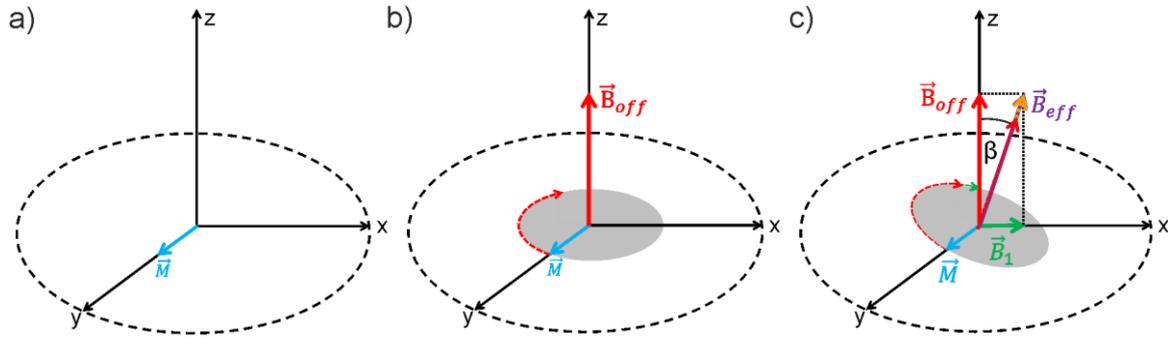


Abbildung 50 Visualisierung des Bloch-Siegert Shifts.

- a) Im mit der Larmorfrequenz rotierenden Bezugssystem ist die Magnetisierung (hellblauer Pfeil) statisch.
- b) Im Bezugssystem mit einem Frequenzoffset $\omega_{off} = \gamma B_{off}$ von der Larmorfrequenz präzediert die Magnetisierung mit der Frequenz ω_{off} .
- c) Ein Phasenshift (grün), der vom B_1 -Feld abhängig ist, wird durch das Anlegen eines HF-Pulses mit der Frequenz $\omega_0 + \omega_{off}$ aufgeprägt.

Wenn das Bezugssystem mit einer um den Frequenzoffset ω_{off} von der Larmorfrequenz verschobenen Frequenz rotiert, präzediert die Magnetisierung und man erhält ein konstantes Magnetfeld $B_{off} = \omega_{off}/\gamma$ (Abbildung 50b). Ein HF-Puls mit der Frequenz $\omega_{RF} = \omega_0 \mp \omega_{off}$ hat dadurch eine Richtung, wie in Abbildung 50c dargestellt [71]. Das effektive Magnetfeld B_{eff} setzt sich zusammen aus einem Offresonanzanteil (rot) und einem weiteren Teil ω_{BS} (orange), der einen Frequenzshift bewirkt

$$\gamma B_{eff} = \omega_{BS} \mp \omega_{off} \quad (5.1)$$

Dieser Frequenzshift ω_{BS} wird üblicherweise als Bloch-Siegert Shift bezeichnet. Das resultierende Magnetfeld B_{eff} lässt sich nach Abbildung 50c mit $\omega_{B_1} = \gamma B_1$ wie folgt errechnen:

$$\gamma B_{eff} = \sqrt{(\omega_{off}^2 + \omega_{B_1}^2)} = \omega_{off} \sqrt{\left(1 + \frac{\omega_{B_1}^2}{\omega_{off}^2}\right)} \quad (5.2)$$

Setzt man voraus, dass die Offresonanz sehr groß im Verhältnis zur Magnetfeldstärke B_1 des HF-Pulses ist, bzw. der Winkel $\beta = \tan^{-1}\left(\frac{\omega_{B_1}}{\omega_{off}}\right)$ zwischen dem effektiven B_{eff} -Vektor und der z-Achse in der Abbildung 50c sehr klein ist

$$\frac{\omega_{off}}{\omega_{B_1}} = \alpha \gg 1 \quad (5.3)$$

erhält man nur eine sehr geringe Kippung der Magnetisierung. Der Grad dieser ungewollten Kippung der Magnetisierung wird durch das Verhältnis zwischen ω_{off} und ω_{B_1} , welches hier als α definiert ist, bestimmt. Je höher das α gewählt wird, desto geringer wird die Störung der Magnetisierung. Dies wird im Abschnitt 6.4 näher beschrieben.

Eine Taylor Näherung der Gleichung (5.2) um $\frac{\omega_{B_1}^2}{\omega_{off}^2}$ führt zu [45]:

$$\frac{\omega_{BS}}{\omega_{off}} = \frac{1}{2} \frac{\omega_{B_1}^2}{\omega_{off}^2} - \frac{1}{8} \left(\frac{\omega_{B_1}^2}{\omega_{off}^2} \right)^2 + O \left(\frac{\omega_{B_1}^2}{\omega_{off}^2} \right)^3 \quad (5.4)$$

Dann lässt sich durch Vernachlässigen aller Ordnungen, mit Ausnahme der ersten, Gleichung (5.4) wie folgt nähern:

$$\omega_{BS} = \frac{\omega_{B_1}^2}{2\omega_{off}} = \frac{\omega_{B_1}}{2\alpha} \quad (5.5)$$

Die Stärke des BS-Shifts ist damit abhängig von der Offresonanz des HF-Pulses im Vergleich zur Magnitude des B_1 -Pulses. Deswegen charakterisiert der Parameter α die Stärke des BS-Shifts sowie die ungewollte Störung der Magnetisierung (vgl. Gleichung (5.3)).

6.2.1 Phasenshift durch Bloch-Siegert

Nimmt man an, dass die Inhomogenität $\Delta\omega_0$ des B_0 -Feldes vernachlässigbar ist gegenüber der Offresonanz des HF-Pulses

$$\Delta\omega_0 \ll \omega_{off} \quad (5.6)$$

erreicht man einen Phasenshift durch das Anlegen eines HF-Pulses der Länge τ [45]:

$$\Phi_{BS} = \int_0^\tau \omega_{BS}(t) dt = \int_0^\tau \frac{\omega_{B_1}^2(t)}{2\omega_{off}(t)} dt \quad (5.7)$$

Bei einem konstanten Frequenzoffset und einem konstanten B_1 -Feld über die komplette Pulsdauer τ erhält man folgenden Phasenshift:

$$\Phi_{BS} = \frac{\omega_{B_1}^2 \tau}{2\omega_{off}} \quad (5.8)$$

Mit Gleichung (5.3) lässt sich dieser ausdrücken durch:

$$\Phi_{BS} = \frac{\omega_{B_1} \tau}{2\alpha} \quad (5.9)$$

Dieser Effekt wurde zuerst von Emsley et. al. beschrieben um Phasenartefakte in NMR-Spektren zu erklären [121]. Wird dieser Phasenshift mit einem bildgebenden Verfahren kombiniert, lassen sich B_1 -Karten erstellen [71, 122, 123]. Als neu entwickelte Anwendung wird im nächsten Abschnitt die Ortskodierung mit dieser Phasenverschiebung vorgestellt.

6.2.2 Ortskodierung mittels B_1 -Gradient

Die bisherigen Gleichungen haben immer ein homogenes B_1 -Feld vorausgesetzt. Nimmt man jetzt ein örtlich variierendes Feld an, erhält man einen ortsabhängigen Phasenshift:

$$\Phi_{BS}(x) = \frac{\omega_{B_1}^2(x)}{2\omega_{off}} \tau \quad (5.10)$$

Ein B_1 -Feld mit einem linearen Verlauf ($\frac{dB_1(x)}{dx} = G$) liefert hiernach folgenden ortsabhängigen Phasenshift:

$$\Phi_{BS}(x) = \frac{(\gamma G x)^2}{2\omega_{off}} \tau \quad (5.11)$$

Legt man einen B_1 -Gradienten mit einer konstanten Magnitude an, erhält man einen Effekt wie beim Anlegen eines B_0 -Gradienten (Abbildung 51a). Da der Phasenshift aber proportional zu B_1^2 ist, wird eine quadratische Phasenkodierung induziert (Abbildung 51b). Diese Ortskodierung mittels Bloch-Siegert Shift wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt [120].

Die quadratische Kodierung hat zur Folge, dass für eine lineare Darstellung einer Messprobe eine angepasste Rekonstruktion angewandt werden muss. Alternativ dazu kann direkt eine lineare Kodierung durch einen HF-Gradienten mit einem Profil einer Quadratwurzel-Funktion induziert werden.

6.3 Einordnung des Bloch-Siegert Effekts

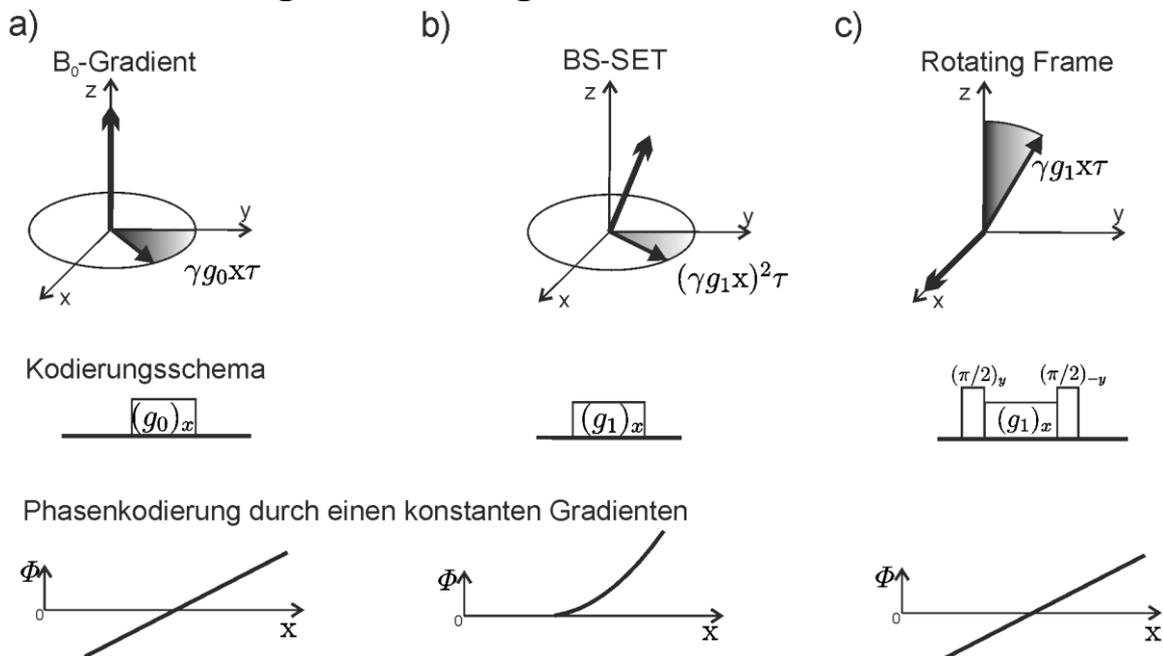


Abbildung 51 Vergleich eines Magnetfeldgradienten g_0 mit einem HF-Gradienten g_1 .

- a) Der B_0 -Gradient erzeugt eine Dephasierung der Magnetisierung in der transversalen Ebene, wohingegen in
- b) eine quadratische ortsabhängige Phasenmodulation in der Transversalebene induziert wird (BS-SET) unter der Bedingung (5.3).
- c) Der Rotating Frame Gradient erzeugt eine onresonante Dephasierung in der vertikalen Ebene. Dazu ist in [124] eine detaillierte Beschreibung enthalten.

Die Kodierung von Ortsinformationen mittels HF-Gradienten wurde schon 1979 von Hoult et. al. [125] vorgestellt. Diese sogenannte Rotating Frame Technik beschreibt einen alternativen Ansatz, bei dem HF-Gradienten onresonant mit der Larmorfrequenz angelegt werden. Das Ergebnis ist eine ortsabhängige Kodierung durch die Variation der Magnitude der Magnetisierung (Abbildung 51c). Dies unterscheidet sich vom Anlegen eines B_0 -Gradienten, welcher eine Variation der Larmorfrequenzen erzeugt (Abbildung 51a). Es ist möglich, z.B. durch den Einsatz von Composite Pulsen [126], die Variationen der Magnetisierung in eine Phasenverteilung der Magnetisierung in der transversalen Ebene zu konvertieren. Im Gegensatz zu BS-SET induziert die Rotating Frame Technik einen linearen Phasenshift. Da die BS-SET Methode die Magnitude der Magnetisierung aber nur leicht beeinflusst, unterscheidet sie sich von der Rotating Frame Technik, welche die onresonante Magnetisierung stark moduliert.

6.4 Einfluss auf die Magnetisierung

Gleichung (5.3) ist eine wichtige Voraussetzung, damit der BS-Shift die Magnitude der Magnetisierung nicht beeinflusst und Gleichung (5.7) gilt. Diese Bedingung alleine ist aber nicht ausreichend, da die initiale Lage der Magnetisierung berücksichtigt werden muss [127]. In der folgenden Diskussion wird zur Vereinfachung nur der unerwünschte Einfluss von Rechteckpulsen untersucht, welche die maximale Auswirkung darstellen. Alternative Pulsformen, wie Gauß-, Fermi- oder Sinc-Pulse, haben einen geringeren Einfluss auf die Magnetisierung.

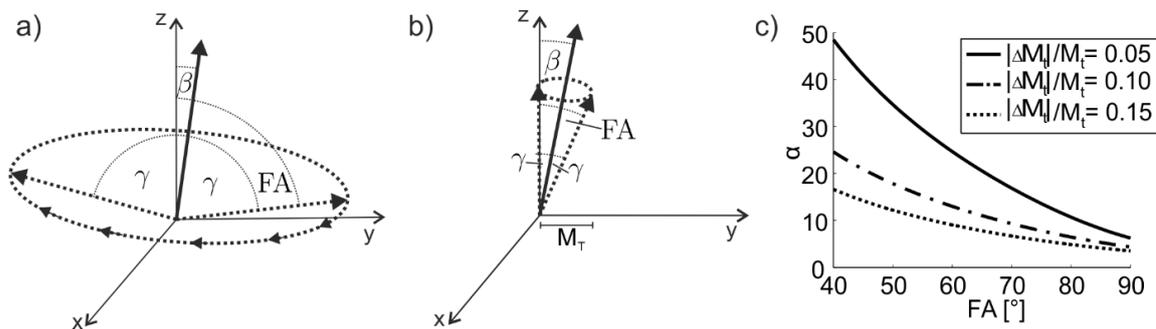


Abbildung 52 Störung der Magnetisierung durch den BS-Shift.

- a) Der Einfluss der BS-Pulse (durchgängige Linie) im System des Pulses auf die Magnetisierung bei einem hohen Flipwinkel FA (gepunktete Linie) wird durch den gepunkteten Kreis dargestellt. Es gilt hier $\gamma = FA - \beta$.
- b) Einfluss auf die Magnetisierung unter Verwendung eines kleinen Flipwinkels FA. Die transversale Komponente der Magnetisierung wird signifikant verändert (y Koordinate des gepunkteten Magnetisierungsvektors)
- c) Begrenzt man den maximalen Einfluss auf die Magnetisierung $\frac{|\Delta M_T|}{M_T} = 5\%$, 10% und 15% erhält man daraus eine Vorgabe für das notwendig α (Gleichung (5.3)). Diese Werte sind über dem Flipwinkel FA aufgetragen.

Der Einfluss eines offresonanten Rechteckpulses auf die longitudinale und transversale Magnetisierung ist in Abbildung 52 veranschaulicht. Hier stellt a)/ b) die Auswirkung auf die Magnetisierung dar, die mit einem großen/ kleinen Flipwinkel (FA) präpariert wurde. FA ist der Winkel zwischen der z-Achse und dem Magnetisierungsvektor.

Der gepunktete Kreis in Abbildung 52a zeigt die durch offresonante HF-Pulse induzierte Drehung der Magnetisierung. Der maximale Einfluss auf die transversale ΔM_T und longitudinale ΔM_L Magnetisierung ist durch die zwei gestrichelten Pfeile visualisiert. Hier rotiert die Magnetisierung vom Ursprungszustand um π . Bei der Wahl eines zu kleinen α für Gleichung (5.3) kann die

Magnetisierung, wie in Abbildung 52b dargestellt, auf die z-Achse gedreht werden. In diesem Fall gilt $|\Delta M_T| \cong |M_T|$. Allgemein lässt sich der Einfluss auf die longitudinale sowie transversale Magnetisierung durch einfache geometrische Überlegungen (vgl. Abbildung 52a und Abbildung 52b)

$$\Delta M_T = M_0 |\sin(2\beta - FA)| - |\sin(FA)| \quad (5.12)$$

$$\Delta M_L = M_0 |\cos(2\beta - FA)| - |\cos(FA)| \quad (5.13)$$

ausdrücken. Hier ist $\beta = \tan^{-1} \frac{1}{\alpha}$ und M_0 die Magnitude der Magnetisierung. Folglich nimmt α direkten Einfluss auf die ungewollte Störung der Magnetisierung (Abbildung 52b). Legt man jetzt einen maximalen Einfluss der transversalen Magnetisierung ΔM_T fest, folgt daraus eine untere Grenze für α .

Die Gleichungen (5.12) und (5.13) zeigen aber, dass der Anregungswinkel FA im Experiment berücksichtigt werden muss. Deshalb ist die Einschränkung, dass die relative Veränderung der transversalen Magnetisierung

$$\frac{|\Delta M_T|}{M_T} \ll 1 \quad (5.14)$$

ist, eine bessere Bedingung im Vergleich zu Gleichung (5.3). Wenn die Auslenkung sowie Phase der Magnetisierung sehr nahe an der von B_{eff} (Abbildung 50c) liegt, kommt es zum Spin Locking [128], also einer Überlagerung des Magnetisierungsvektors und des effektiven Magnetfeldes des BS-Pulses. Folglich kann der BS-Puls keine Phasendrehung bewirken. Deswegen sollte die Auslenkung oder Phase von B_{eff} viel kleiner als die durch FA induzierte Auslenkung des Magnetisierungsvektors sein. Das bedeutet:

$$\tan^{-1} \frac{\omega_{B1}}{\omega_{off}} \ll \sin^{-1} \frac{|M_T|}{M_z} \quad (5.15)$$

oder alternativ direkt über die Winkel ausgedrückt:

$$\beta \ll FA \quad (5.16)$$

Die berechneten Ergebnisse für $\frac{|\Delta M_T|}{M_T} = 5\%, 10\%$ und 15% sind in Abbildung 52c dargestellt. Der Graph zeigt ein $\alpha \approx 6$ bei der Bedingung $\frac{|\Delta M_T|}{M_T} \approx 10\%$ und unter der Voraussetzung, dass die komplette Magnetisierung in der Transversalebene liegt ($FA = \pi/2$). Mit dieser Voraussetzung lässt sich Gleichung (5.16) als $\omega_{BS} \ll \frac{\omega_{off}}{2}$ annähern.

Für kleine Flipwinkel $FA < 10^\circ$, in der Größenordnung wie sie bei Flash Messungen verwendet werden, sind jedoch sehr hohe Offresonanzen oder sehr niedrige B_1 -Magnituden notwendig, da dann $\alpha > 200$ gilt. Da die Stärke der Phasenkodierung indirekt proportional zu α ist und direkt

zur B_1 -Magnitude, ist dann nur durch sehr hohe Pulsdauern eine Ortskodierung mittels BS-Pulses möglich.

6.5 BS-SET Bildgebung

6.5.1 BS-SET Sequenz

Der einfachste Fall der Kodierung mit BS-SET ist die Phasenkodierung. Hier kann ein BS-Puls kurz angelegt werden, der eine ortsabhängige Phase aufprägt. Um verschiedene Phasenshifts aufzuprägen, wie es in Abschnitt 2.5.3 beschrieben ist, kann die Dauer oder Amplitude des BS-Pulses variiert werden. Der Phasenshift verändert sich allerdings quadratisch mit der Amplitude und linear mit der Dauer des Pulses (Gleichung (5.8)). Außerdem ist die Störung der Magnetisierung abhängig von der Amplitude des BS-Pulses. Eine Änderung der Dauer der BS-Pulse erlaubt es die Phasenkodierung für die einzelnen Phasenschritte kontinuierlich anzupassen.

Durch die quadratische Abhängigkeit des Phasenshifts von der B_1 -Magnitude, erzeugt eine positive oder eine negative B_1 -Magnitude die gleiche Phasenverschiebung. Damit aber beide k-Raumhälften aufgenommen werden können, müssen positive und negative Phasenaufprägungen erreicht werden. Um eine entgegengesetzte Phasenverschiebung zu erhalten, kann ein negativer Frequenzoffset verwendet werden, wie es beim BS-basierten B_1 -Mapping üblich ist [71]. Aus Bedingung (5.16) folgt, dass für sehr hohe B_1 -Feldstärken auch hohe Frequenzoffsets verwendet werden müssen. Die Bandbreite der Sendespule limitiert dann den maximal möglichen Frequenzoffset. Dies ist beispielsweise in Abbildung 53 dargestellt. Die Bandbreite der onresonanten Spule reicht allerdings nicht aus, um hohe Feldstärken bei positiven sowie negativen Offresonanzen ω_{off} zu ermöglichen. Aus diesem Grund muss die zusätzliche BS-Spule direkt auf einen der Frequenzoffsets eingestellt werden und die HF-Anregung mit der üblichen Sende-/ Empfangsspule durchgeführt werden. Dadurch ist es nicht möglich positive und negative Frequenzoffsets mit der BS-Spule zu realisieren und es muss zur Induktion der entgegengesetzten Phasenkodierung ein alternatives Verfahren verwendet werden.

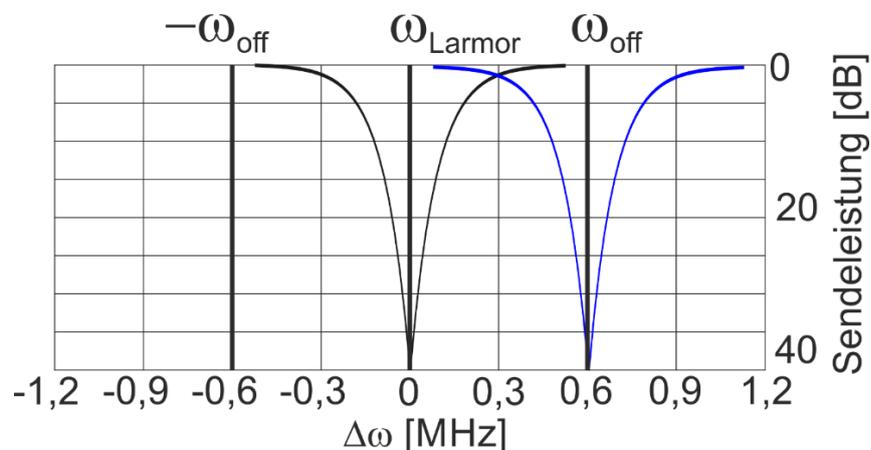


Abbildung 53 Skizze der Abstimmung der BS-Sendespule

Der dargestellte Resonanzpeak (schwarz) der BS-Spule auf der Larmorfrequenz reicht nicht aus um bei der Offresonanz ω_{off} genügend Leistung zu emittieren. Deswegen musste die Spule direkt auf die Offresonanz abgestimmt werden (blau).

Als Alternative zur Induktion der entgegengesetzten Phasenverschiebung kann die Position des BS-Pulses in der Sequenz variiert werden. Die erste Hälfte des k-Raums wird dabei mit einem BS-Puls vor dem π -Puls kodiert (Abbildung 54a). Dieser invertiert alle vorhergehend aufgeprägten Phasen. Einen Phasenshift in die Gegenrichtung erhält man, wenn der BS-Puls erst nach dem π -Puls angelegt und die Phase nicht invertiert wird.

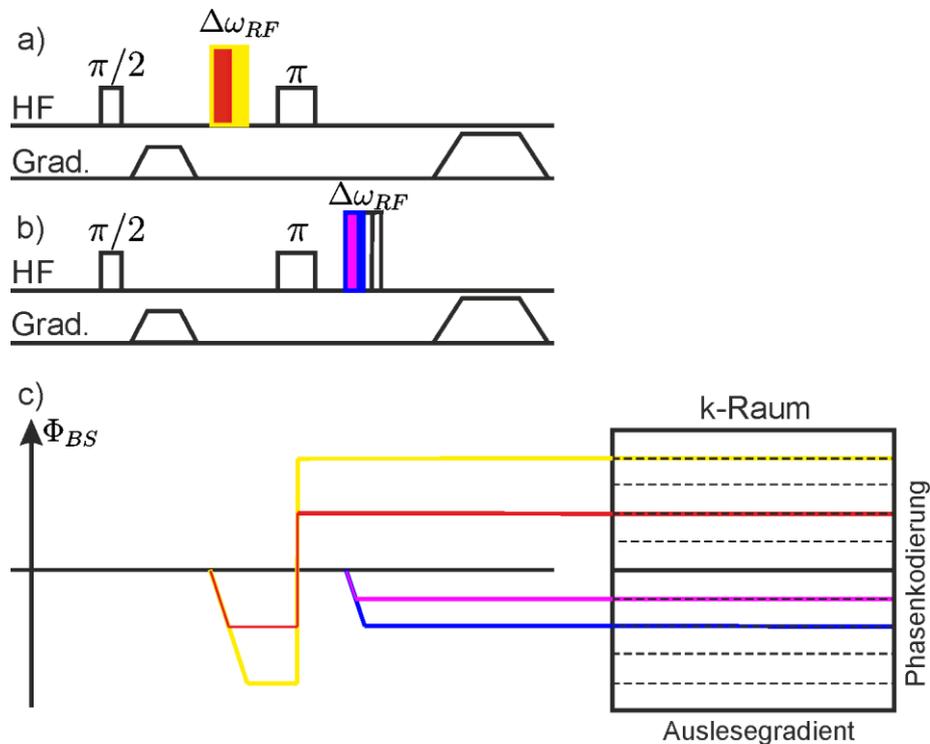


Abbildung 54 Skizze der BS-SET Sequenz.

a) Die erste Hälfte des k-Raums wird mit einem BS-Puls vor dem Refokussierungspuls aufgenommen, die zweite Hälfte mit dem BS-Puls nach dem Refokussierungspuls b). Die zweite Ortskodierung ist hier als Auslesegradient durch einen konventionellen B_0 -Gradienten realisiert.

c) Die variierende Länge des BS-Pulses entspricht den verschiedenen k-Raum Zeilen. Dies ist im Phasendiagramm und der Darstellung des k-Raum-Diagramms verdeutlicht. Die induzierten Phasenshifts Φ_{BS} sind analog zu den entsprechenden BS-Pulsen eingefärbt.

6.5.2 Rekonstruktion

Durch die quadratische B_1 -Abhängigkeit induziert ein konstanter B_1 -Gradient eine quadratisch ortsabhängige Kodierung mit BS-SET. Die Verwendung der üblichen linearen Rekonstruktion mittels Fouriertransformation erzeugt ein verzerrtes Bild. Deswegen wurden zwei Rekonstruktionstechniken entwickelt, welche die quadratische Kodierung berücksichtigen und somit unverzerrte Bilder erzeugen.

Zuerst wurde das Signal eines numerischen 1D Phantoms simuliert (Abbildung 55b). Für die BS-Phasenkodierung wurde ein B_1 -Feld mit einem konstanten Gradienten, der von links nach rechts zunimmt, angenommen (Abbildung 55a). Die BS-Phasenkodierung wird durch einen Phasenshift erzeugt, der durch die Matrix ϕ_E berechnet wird:

$$\phi_E = \frac{\gamma^2 \Delta \tau}{2 \Delta \omega_{RF}} \begin{pmatrix} (N)B_1^{+2}(x_0) & \dots & (N)B_1^{+2}(x_{end}) \\ (N-1)B_1^{+2}(x_0) & \dots & (N-1)B_1^{+2}(x_{end}) \\ \vdots & & \vdots \\ (0)B_1^{+2}(x_0) & \dots & (0)B_1^{+2}(x_{end}) \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

Hier ist N die Anzahl der Phasenschritte, x steht für den Ort und τ gibt die maximale Pulslänge an, welche in jedem Phasenschritt um $\Delta \tau = \tau/N$ reduziert wird. Die Magnitude des B_1 -Feldes ist dabei in allen Phasenschritten konstant. Die Phasenschritte lassen sich folglich als

$$\mathbf{S} = e^{i\phi_E} \boldsymbol{\rho}(x) \quad (5.18)$$

ausdrücken. Hierbei entspricht $\boldsymbol{\rho}(x)$ der Spindichte. Für die Simulation wurde dem k-Raum-Signal ein normalverteilt zufälliges Rauschen hinzugefügt, so dass ein totales SNR von 50 erreicht wurde. Das Rauschen wurde dabei einzeln und unabhängig dem Real- und dem Imaginärteil hinzugefügt. Mit einer Verdopplung der Signallänge durch das Hinzufügen von Nullen (engl. zerofill) sowie der Rekonstruktion mittels einer Fouriertransformation erhält man das Profil aus der Abbildung 55c.

Hier werden zwei Störungen deutlich. Einerseits die quadratische Verzerrung der Rechtecke, andererseits das ortsabhängige SNR. Mit abnehmendem Abstand von der Spule für geringe x -Werte, steigt die Auflösung und folglich nimmt das SNR ab.

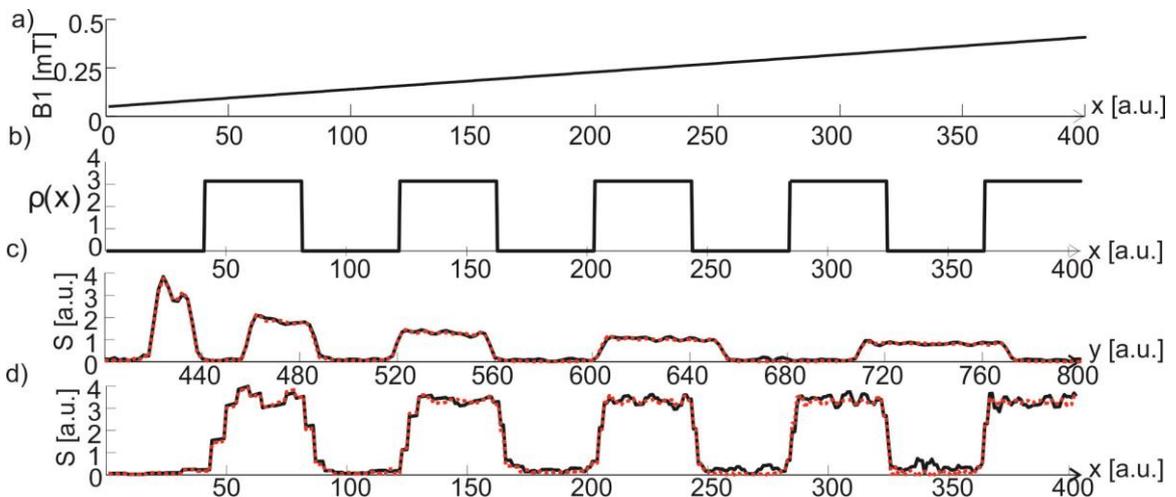


Abbildung 55 Simulation der Rekonstruktion.

a) Der simulierte B_1 -Gradient. b) Die simulierte, rechteckförmige Probe. c) Das BS-kodierte Signal zeigt eine Verzerrung, wenn es direkt mit der Fouriertransformation rekonstruiert wird. (rot gepunktet: kein Rauschen hinzugefügt; schwarze Linie: Rauschen hinzugefügt) d) Rekonstruktion der Daten aus c) wie in Gleichung (6.22) beschrieben. (rot gepunktet: kein Rauschen hinzugefügt; schwarze Linie: Rauschen hinzugefügt).

Um ein entzerrtes Bild zu erhalten, benötigt man eine nichtlineare Rekonstruktion, welche die Ortsabhängigkeit des B_1 -Feldes berücksichtigt. In der Literatur existieren mehrere Ansätze zur Rekonstruktion nichtlinear kodierter Bilder [129-131].

Bei der verwendeten Rekonstruktion wird die Kodierungsgleichung, die ein nichtlineares, beliebiges Feld $f(x)$ enthält, zu einer Form umgestellt, auf welche die Fouriertransformation angewendet werden kann [132]. Im Kontext von BS-SET entspricht dies $f(x) = \omega_{BS}(x)$. Das Zeitsignal ist:

$$S(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x) e^{-if(x)t} dx \quad (5.19)$$

Definiert man $y = f(x) \sim B_1^2$ und $\frac{dy}{dx} = \frac{df(x)}{dx} = f'(x)$ und substituiert anschließend das Differential dx mit $dx = \frac{dy}{f'(x)}$

$$S(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho(x)}{f'(x)} e^{-iyt} dy \quad (5.20)$$

kann man mit $\bar{\rho}(y) = \rho(x)/f'(x)$ folgende Gleichung aufstellen

$$S(t) = \int_{y^{(-\infty)}}^{y^{(\infty)}} \bar{\rho}(y) e^{-iyt} dy \quad (5.21)$$

Hier entspricht $\bar{\rho}(y)$ der verzerrten Spindichte, die durch die konventionelle Fouriertransformation des Zeitsignals entsteht. Unter der Voraussetzung, dass $x = f^{-1}(y)$ existiert (B_1 -Verlauf ist invertierbar), gilt folgender Ausdruck für die Spindichte $\rho(x)$ in Abhängigkeit von der verzerrten Spindichte $\bar{\rho}(y)$:

$$\rho(x) = \bar{\rho}(y) f'(f^{-1}(y)) \quad (5.22)$$

Mittels einer B_1 -Karte und der verzerrten Spindichte $\bar{\rho}(y)$ ermöglicht Gleichung (5.22) die Berechnung der ungestörten Spindichte $\rho(x)$. Dies entspricht der Aufprägung von $\bar{\rho}(y)$ auf das Raster von $\rho(x)$ und einer zusätzlich Gewichtung durch $f'(f^{-1}(y))$. In Abbildung 55d ist die Rekonstruktion des simulierten Signals dargestellt.

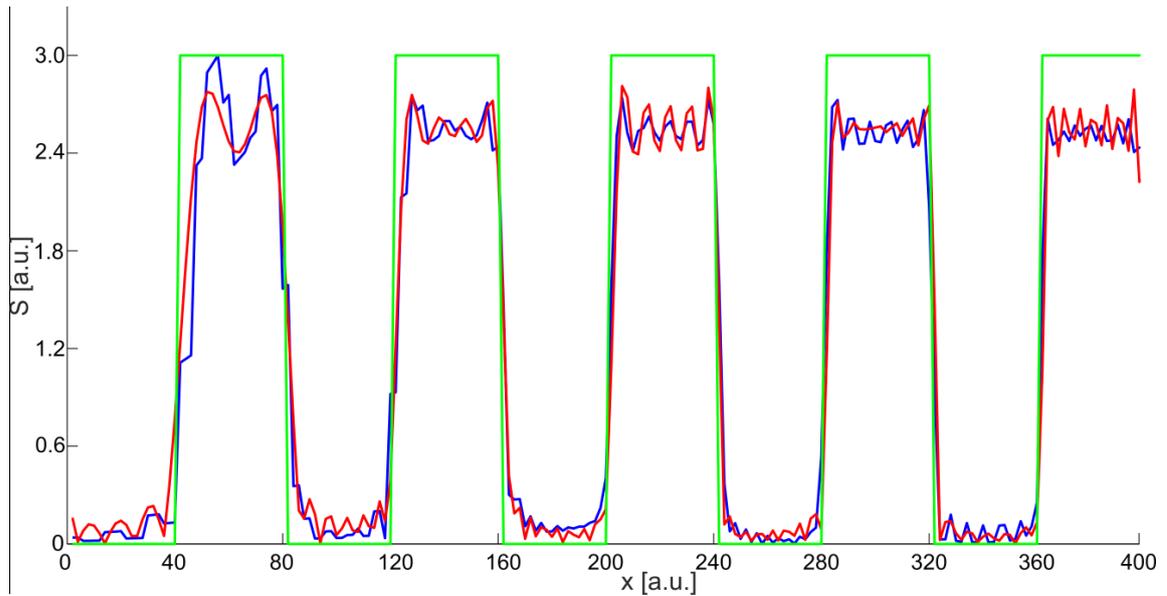


Abbildung 56 Vergleich der Rekonstruktionen.

Dargestellt sind die Ergebnisse der beiden Rekonstruktionen (Gleichung (5.23) rot und (5.22) blau) mit dem Ursprungsphantom (grün). Beide Rekonstruktionen können weit entfernt von der Spule (links) das Phantom nicht mehr korrekt abbilden. Das SNR wurde hier auf 100 gesetzt und die einzelnen Verläufe wurden normiert.

Eine zweite Möglichkeit, die ungestörte Spindichte zu erhalten, ist es, die Kodierungsmatrix $\exp(i\phi_E)$ direkt zu invertieren und auf den Signalvektor anzuwenden [129-131]

$$\vec{\rho}(x) = (e^{i\phi_E})^{-1}\vec{S} \quad (5.23)$$

Die Invertierung lässt sich z.B. numerisch mit einer Software wie Matlab lösen. Für eine robuste Invertierung bietet es sich an, die Matrix zunächst durch eine Singulärwertzerlegung mit einem Rang r zu approximieren und die durch den Rang bestimmte Anzahl der Singulärwerte zu begrenzen. Nähere Informationen dieser Rekonstruktion liefert [133, 134] sowie das Skript im Anhang 9.1. Das Ergebnis der Rekonstruktion ist in Abbildung 56 dargestellt und zeigt, dass die beiden Rekonstruktionen vergleichbare Ergebnisse liefern und dass das Phantom mit zunehmenden x -Werten, also abnehmender Distanz zur virtuellen Spule, besser rekonstruiert werden kann. Da beide Rekonstruktionen vergleichbare Ergebnisse liefern, wird im Folgenden nur das Ergebnis der Rekonstruktion aus Gleichung (5.22) gezeigt.

6.5.3 Aufnahme der B_1 -Karte

Bloch-Siebert B_1 -Mapping

Vor den BS-SET Experimenten wurde zunächst der Gradient der BS-Spule durch eine 64×64 große B_1 -Karte charakterisiert. Die B_1 -Karte wurde mit der in [71] vorgestellten B_1 -Mapping Technik aufgenommen. Hierzu wird mit dem 3D B_0 -Gradienten System und der Sende-/ Empfangsspule ein 2D SE basiertes Bild aufgenommen. Durch einen +600 kHz offresonanten und 0.5 ms langen Rechteckpuls wurde eine Phasenverschiebung induziert.

Die Technik aus [71] benutzt dabei zwei Pulse mit alternierendem Frequenzoffset, um die setupabhängige Phase zu entfernen. Mit dem verwendeten Aufbau können aber nur positive Offresonanzen erreicht werden. Deswegen wurde eine zweite Aufnahme mit dem BS-Puls nach

dem π -Puls akquiriert und die Phasen der beiden Messungen subtrahiert. Phasenfehler, die durch lokale B_0 -Inhomogenität und daraus folgenden, unterschiedlichen Frequenzoffsets entstehen, können dadurch nicht entfernt werden [135].

Angesichts der durch Bedingung (5.3) vorgegeben sehr hohen Offresonanz von 600 kHz sind diese Abweichungen aber vernachlässigbar. Die im Vergleich zu üblichen B_1 -Messungen [71] sehr hohe B_1 -Magnitude führt dazu, dass die maximale Phasenkodierung nicht verwendet werden kann, da ansonsten intra-Pixel Phasenshifts größer als π induziert werden, die man unter Umständen nicht unwrappen⁷ kann.

Ohne B_0 -Gradientensystem

Der vorgestellte Ansatz mittels B_1 -Mapping benötigt ein B_0 -Gradientensystem, um die B_1 -Karte für die Rekonstruktion zu erhalten. Dies erlaubt es jedoch nicht bei ausschließlicher Kodierung mittels B_1 -Gradienten den Platz des Gradientensystems, das üblicherweise im MR-Scanner die Probengröße zusätzlich beschränkt, einzusparen. Im Rahmen der Arbeit wurde deswegen eine Technik entwickelt, die aus einem aufgenommen Profil eines bekannten Phantoms ein B_1 -Profil errechnet und somit keine B_0 -Gradienten benötigt. Zu diesem Zweck wird mittels BS-SET ein Profil eines bekannten Phantoms aufgenommen, wie zum Beispiel das Profil eines runden Röhrchens. Dieses liefert bei einer Kodierung entlang der orthogonalen Richtung eine eindeutige Abbildung.

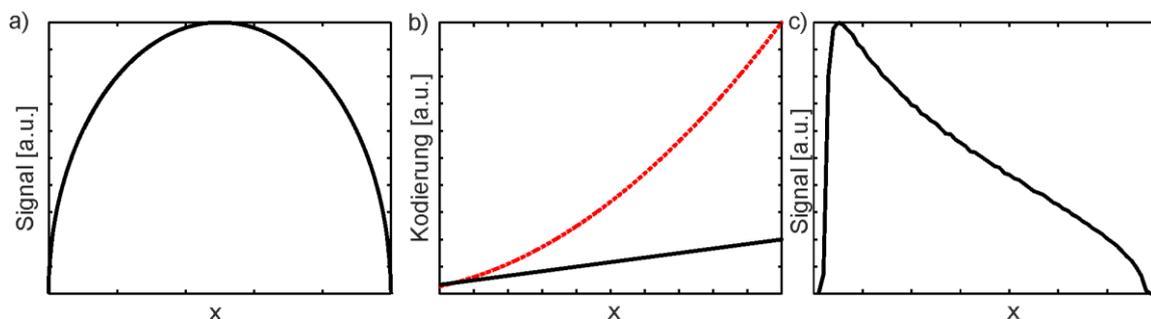


Abbildung 57 B_1 -Mapping ohne B_0 -Gradienten

- a) Skizze eines 1D Profils von einem runden Röhrchen, das man mit einer linearen Kodierung erhält. Dieses kodiert man z.B. mit einem konstanten B_0 -Gradienten, wie in b) (schwarze Linie) dargestellt.
- b) Mit der quadratischen Kodierung (rote gepunktete Linie) bekommt man ein verformtes Profil wie in c).
- c) Diese Form des Profils ist jedoch eindeutig für das B_1 -Feld, weswegen man daraus das zugehörige B_1 -Feld bestimmen kann.

In Abbildung 57a ist für dieses Beispiel einer linearen Kodierung das Profil dargestellt. Im Gegensatz dazu bewirkt ein konstanter B_1 -Gradient (Abbildung 57b, schwarz) eine quadratische Kodierung (Abbildung 57b, rot), woraus ein verzerrtes Profil entsteht (Abbildung 57c).

⁷ Wird die Phase um mehr als π gedreht, erhält man durch die Periodizität einen Phasensprung. Die richtige Phasendrehung lässt sich durch die umgebenen Pixel rekonstruieren (sog. unwrappen), wenn sichergestellt ist, dass maximal zwischen zwei Pixeln ein Sprung von π auftritt.

Die nichtlineare Kodierung führt bei diesem Phantom zu einer Deformation des Profils. Die Deformation ist eindeutig für das B_1 -Feld, solange das B_1 -Feld streng monoton steigend oder fallend ist. Aus dem verzerrten Profil lässt sich dann das B_1 -Feld, z.B. durch eine Simulation, ermitteln.

In dieser Arbeit wurde eine simulierte Abkühlung (engl. simulated annealing) [136] verwendet, welche den Unterschied zwischen dem gemessenen Profil und einem berechneten Profil, durch eine pixelweise Anpassung des simulierten B_1 -Feldes minimiert.

Das Profil wurde mit einer SE-Sequenz in Kombination mit zusätzlichen BS-Pulsen zur Ortskodierung aufgenommen. Als Ergebnis erhielt man eine Projektion, da kein Auslese- oder Schichtgradient verwendet wurde. Die BS-Pulse besaßen eine konstante Amplitude und die Pulslänge wurde in jedem Phasenschritt erhöht.

6.6 Hardware

Zur experimentellen Validierung von BS-SET wurde ein 0,5 T System gebaut. Dieses System ist mit einem 3D B_0 -Gradientensystem sowie einer Sende-/Empfangsspule ausgestattet. Die Spule hat die Form eines Solenoids mit einem Durchmesser von 4 mm. Die Feldhomogenität in 1 cm^3 lag bei 50 ppm. Für die BS-Kodierung wurde eine zusätzliche Oberflächenspule als BS-Sendespule hinzugefügt. Die Spule wurde durch 10 enge Windungen mit einem Durchmesser von 12 mm realisiert. Das System ist in Abbildung 58 skizziert.

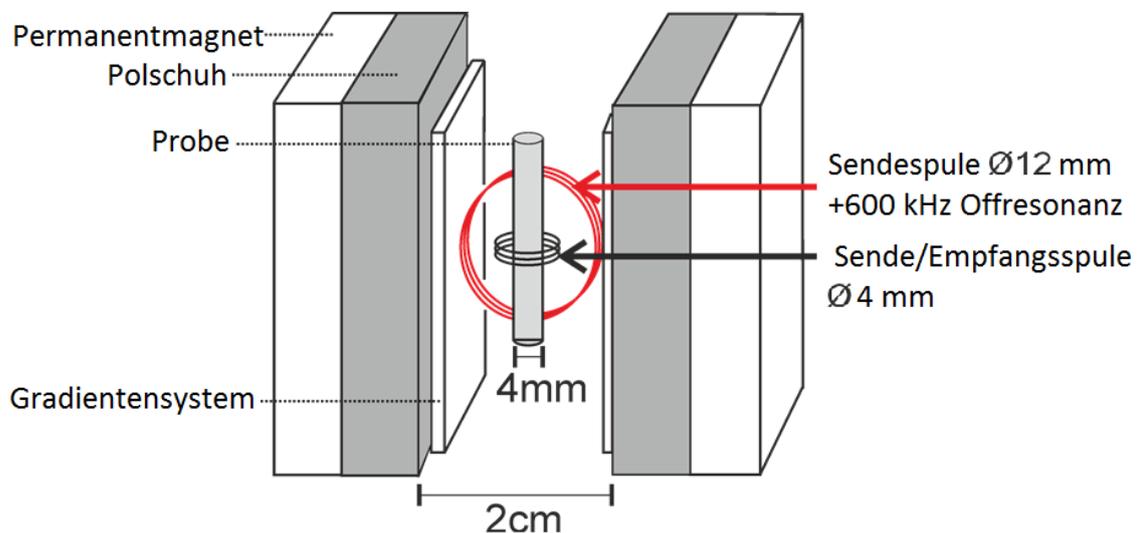


Abbildung 58 Aufbau des Scanners zur BS-SET Messung.

Die rot markierte Spule liefert das in Abbildung 59b dargestellte B_1 -Feld. Die Resonanzfrequenz des Schwingkreises der Spule ist auf die Larmorfrequenz und 600 kHz abgestimmt. Das Joch, welches den ganzen Magneten umschließt, ist in der Abbildung aus Gründen der Übersicht nicht dargestellt.

Die BS-Spule hat einen Feldverlauf wie er in Abbildung 59b dargestellt ist. Die Probe befindet sich nur wenige mm neben der Spule in einem annähernd linearen Feldverlauf.

Durch den zweiten Sendekanal einer angepassten Drive[†] Konsole (Pure Devices GmbH,

Würzburg, Deutschland) wird die Spule angesteuert. Als Sendeverstärker für die BS-Spule wurde ein externer 1 kW Verstärker (Bruker BioSpin GmbH, Rheinstetten, Germany) eingesetzt.

Für eine Ortskodierung in N Pixeln muss auch ein Phasenshift von $N\pi$ erreicht werden, so dass entsprechend hohe B_1 -Feldstärken notwendig sind. Die übliche Anwendung des Bloch-Siegert Shifts als B_1 -Mapping hat mit einer Phasenaufprägung von ca. π deutlich geringere Ansprüche an die Leistungsfähigkeit des Systems (Abbildung 59a). Deswegen wurde das System auf hohe B_1 -Feldstärken optimiert.

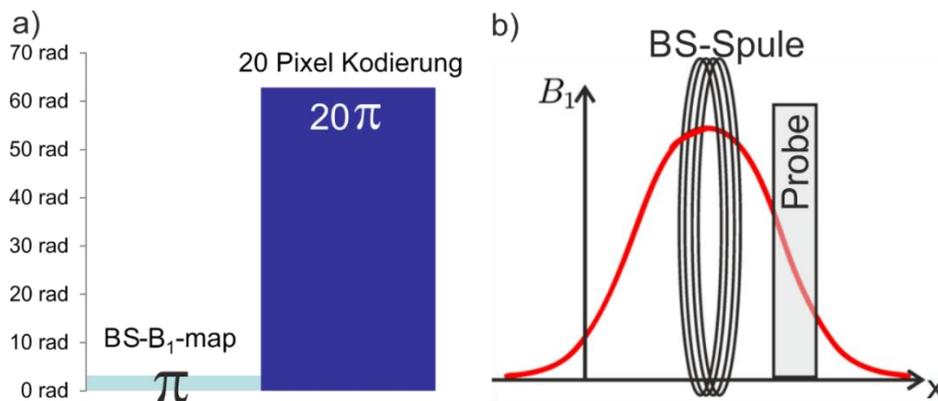


Abbildung 59 Vergleich der Kodierungsstärke und Darstellung des Feldverlaufs.

- a) Vergleich zwischen der üblichen BS-Kodierung für B_1 -Karten und der Aufnahme eines 20 Pixel Bildes.
- b) Feldverlauf einer kurzen Solenoidspule. Eine Probe in der Nähe des abfallenden B_1 -Feldes befindet sich in einem nahezu linearen Feldverlauf.

Die BS-Spule sowie die Sende-/Empfangsspule können sich beeinflussen und gegenseitig Spannungen induzieren. Dieses sogenannte Koppeln kann zu Beschädigungen an der Ansteuerungseinheit führen, insbesondere im Sendefall der BS-Spule mit hoher Leistung. Weiterhin verändert die Kopplung das Sendefeld der Spule, wodurch der Verlauf nicht mehr den Erwartungen entspricht. Zur Vermeidung der aufgeführten Komplikationen wurden die Spulen geometrisch entkoppelt, indem sie mit einer Orientierung von 90° zueinander positioniert wurden. Somit wurde eine Entkopplung von etwa -10 dB gewährleistet, was einem Leistungsübertrag von 10% entspricht.

Da dies bei den hohen Feldstärken der BS-Sendespule nicht ausreicht, wurde zusätzlich eine aktive Entkopplung [137] implementiert. Die Schaltung ist in Abbildung 60 dargestellt.

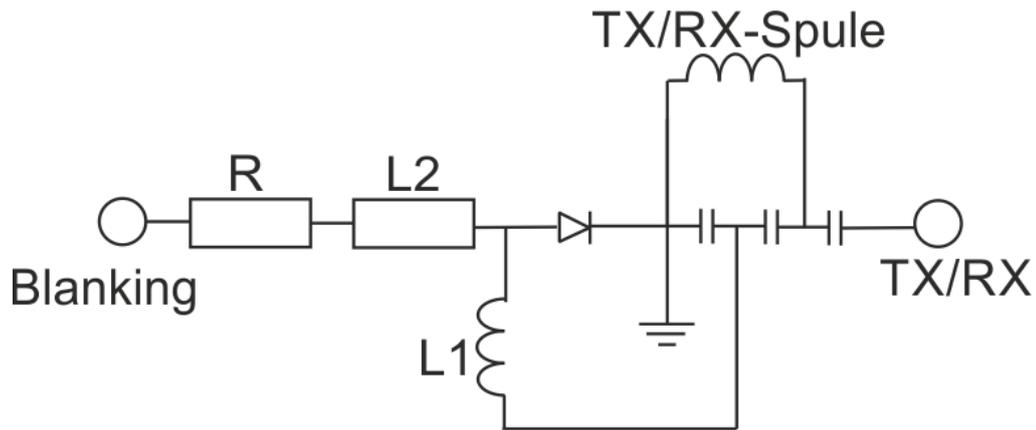


Abbildung 60 Ansteuerung der Sende-/Empfangsspule (engl. kurz TX/RX).

Im Sendefall der BS-Spule schaltet das Blanking die TX-/RX-Spule offresonant. Die Diode schaltet dann durch und der zweite Schwingkreis mit der Spule L1 ändert die Abstimmung der TX-/RX-Spule. Der Widerstand R begrenzt den Strom, der beim aktiven Blanking fließt. Die Induktivität der Spule L2 wurde so gewählt, dass der Widerstand hochohmig für die verwendeten Wechselströme ist.

Mit einer Diode wird im Sendefall der BS-Spule ein zweiter Schwingkreis hinzugeschaltet, der die Entkopplung auf über -25dB erhöht. Dies ist in der Schaltung durch die Spule L1 gewährleistet.

6.7 BS-SET Ergebnisse

6.7.1 B_1 -Mapping

Die Ergebnisse des B_1 -Mappings sind in Abbildung 61 dargestellt. Es wurde ein 2D-Bild eines homogenen Ölphantoms mit einem Durchmesser von 4 mm aufgenommen (Abbildung 61a). Das B_1 -Mapping zeigt ein nahezu lineares B_1 -Profil (Abbildung 61b schwarz), bei dem der maximal erreichbare Wert bei etwa 2.4 mT bzw. der minimale bei etwa 0.9 mT liegt. Das ergibt in etwa einen 375 mT/m B_1 -Gradienten. Messungen für verschiedene Proben zeigen, dass die B_1 -Felder nicht signifikant von der Beladung der Spule abhängig sind.

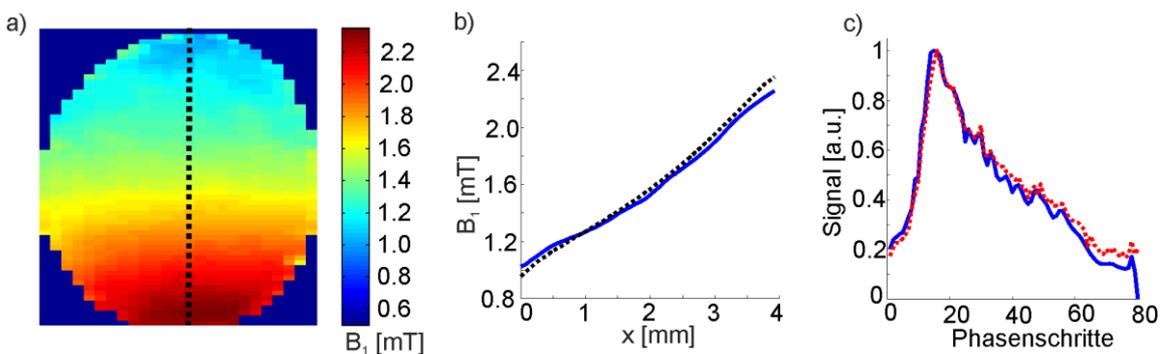


Abbildung 61 Ergebnisse des B_1 -Mappings.

- a) B_1 -Karten der BS-Spule, aufgenommen mit der Standard BS- B_1 -Mapping Sequenz.
- b) Darstellung des a) markierten 1D B_1 -Profils (schwarz gepunktet). Das Resultat des B_0 -gradientenfreien B_1 -Mappings (blaue Linie) erhält man durch das Fitten des gemessenen Verlaufs aus c).
- c) Das Profil des runden Röhrchens, welches man durch die Summation der Datenpunkte des Spin-Echos erhält, ist in blau gepunktet dargestellt. Das Ergebnis der Simulation ist das in rot gezeichnete Profil.

Das B_0 -gradientenfreie B_1 -Mapping liefert das in Abbildung 61b in blau dargestellte Profil. Das B_1 -Feld und damit das Profil wurde unter der Annahme eines perfekt runden Röhrchens simuliert. Das Resultat der Simulation und das gemessene Profil des Phantoms sind in Abbildung 61c dargestellt. Das mittlere Profil der 2D-Karte ist dem B_0 -Gradientenfreien B_1 -Mapping sehr

ähnlich, jedoch liefert die B_1 -Karte aus Abbildung 61a eine leicht andere Gradientenform außerhalb des Zentrums.

6.7.2 Phantommessungen

Die BS-SET Bildkodierung wurde anhand von Phantommessungen an einem Ölröhrchen (\varnothing 4 mm) mit drei Glasplattenstapeln mit unterschiedlichen Dicken (70 μ m, 140 μ m und 210 μ m) getestet. Hierzu wurden 2D-Bilder mit der in Abschnitt 6.5 beschriebenen Technik aufgenommen. Ein konventioneller Phasengradient wurde dazu durch einen Rechteckpuls mit +600 kHz Offresonanz ersetzt. Die Amplitude des Pulses wurde so gewählt, dass der Faktor α bei 5 lag. Die verschiedenen Phasenkodierungen wurden durch das Variieren der Länge des Pulses zwischen 0 ms und 3 ms in 0.021 ms Schritten erreicht. Die Messdauer betrug 46 Minuten.

Die Bandbreite der BS-Spule, welche 600 kHz neben der Larmorfrequenz den Resonanzpeak hatte, war mit 146 kHz zu gering um den Puls bei einer Offresonanz von -600 kHz auszugeben. Deswegen wurde der BS-Puls vor bzw. für die zweite Hälfte nach dem π -Puls ausgespielt. Es wurden 140 Phasenschritte mit jeweils 140 Datenpunkten aufgenommen. Die Echozeit betrug 12.5 ms und die Messungen wurde 40-mal gemittelt. Die Schichtdicke wurde durch die Höhe der Sende- /Empfangsspule von etwa 2 mm vorgegeben.

Abbildung 62a zeigt die verzerrte Darstellung eines mit einer gewöhnlichen Fouriertransformation rekonstruierten BS-Bildes. Dieselben Daten wurden mit der nichtlinearen Fourier-Technik rekonstruiert und sind in Abbildung 62b dargestellt. Als Vergleich ist das Ergebnis einer konventionellen SE 2D Messung in Abbildung 62c veranschaulicht. Um für alle Messungen weitgehend gleiche Bedingungen gewährleisten zu können, wurden keine Spoilergradienten verwendet. Deswegen entsteht das in Abbildung 62c mit dem gelben Pfeil markierte Artefakt. Das Artefakt tritt auch bei den BS-SET Messungen in Abbildung 62b auf, ist aber durch die B_1^2 -Abhängigkeit und der daraus resultierenden Verschiebung des Bildausschnitts weit entfernt von der Probe im Bild.

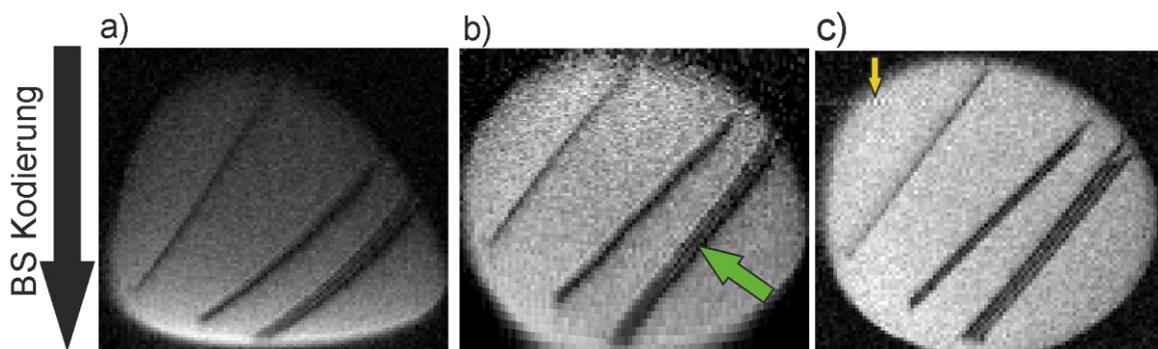


Abbildung 62 2D Aufnahmen mit BS-SET.

2D BS-SET Bild eines 4 mm Ölphantoms, in dem sich mehrere Stapel von Glasplatten befinden. Die 70 μ m dicken Platten wurden zu Stapeln von eins, zwei und drei Platten gestapelt.

- a) Das verzerrte Bild entsteht, wenn nur die Fouriertransformation auf die Rohdaten angewendet wird. Die Auflösung nimmt von oben nahe der BS-Spule mit zunehmender Distanz nach unten ab.
- b) Auf Basis der B_1 -Karte aus Abbildung 61a lässt sich mit der Rekonstruktion aus Gleichung (5.22) das nicht verzerrte Bild erstellen. Dabei lässt sich sogar das Öl zwischen den Glasplatten auflösen (grüner Pfeil).
- c) Eine Aufnahme mit einer 2D Spin-Echo Sequenz ohne BS-Kodierung lieferte dieses Vergleichsbild. Da keine Spoilergradienten verwendet wurden, entsteht das durch den gelben Pfeil markierte Artefakt.

Durch die B_1^2 -Abhängigkeit nimmt die Auflösung mit zunehmender Distanz von der BS-Spule ab. Der grüne Pfeil zeigt das Öl zwischen den Glasplatten. Im unteren Bereich ist die Auflösung nicht hoch genug, um die einzelnen Platten aufzulösen. Der dünnste 70 μm Stapel hat schärfer aufgelöste Kanten als in Abbildung 62c.

Das BS-SET Bild zeigt deutlich die Struktur des Phantoms und stimmt mit dem Vergleichsbild bis auf den unteren Bereich überein. Die Glasplatten sind allerdings etwas verzerrt, insbesondere im unteren Bereich. Der Grund dafür ist bei der B_1 -Karte zu suchen. Die B_1 -Karte ist eine 2D Projektion des B_1 -Feldes im 3D Volumen. Dies führt zu Ungenauigkeiten in der Rekonstruktion, da dadurch ein konstantes B_1 -Feld in Schichtrichtung angenommen wird. Insbesondere mit zunehmendem Abstand von der Spule nimmt jedoch der in Schichtrichtung homogene Bereich ab.

6.7.3 In vivo Messungen

Um verschiedene Kontraste und in vivo Aufnahmen zu erhalten, wurden Bilder von Labkraut aufgenommen. Diese sind in Abbildung 63 dargestellt. Die äußere Form kann durch die Messungen gut reproduziert werden und auch die inneren Strukturen sind durch unterschiedliche Helligkeit sichtbar.

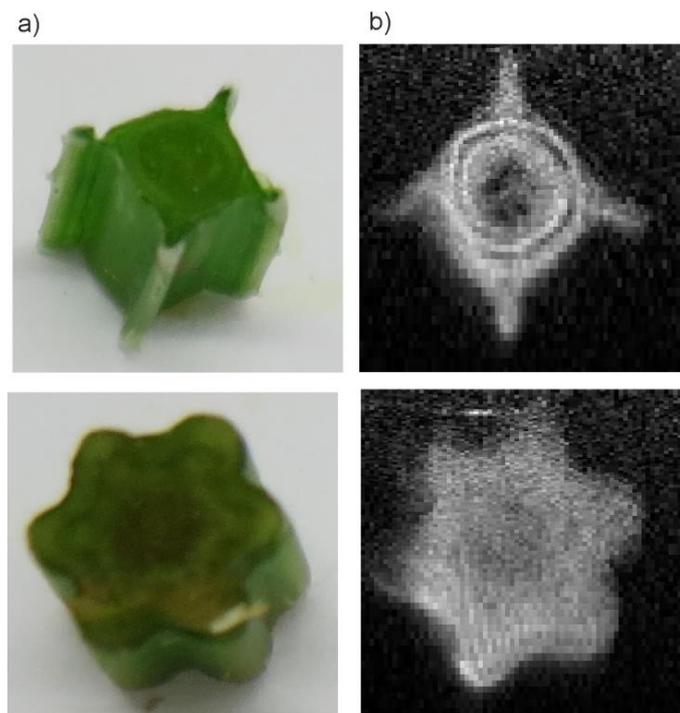


Abbildung 63 BS-SET Bilder von Pflanzen.

Die MR-Aufnahmen sind durch die Anwendung vom BS-SET entstanden. Es wurden 100 x 100 Matrizen aufgenommen, wobei eine maximale Pulslänge von 4 ms bei 600 kHz offresonanz verwendet wurde mit einem TE von 18 ms.
a) Die Fotos eines Schnitts des Labkrautes zeigen die Struktur der Pflanze.
b) Die BS-SET Messungen zeigen die innere Struktur der Pflanze und reproduzieren akkurat die äußere Form des Schnitts.

6.8 Alternativer Gradientenverlauf: Wurzelförmiger B_1 -Gradient

Die bisher vorgestellte, technische Realisierung der BS-Spule benötigt zur Erzeugung von unverzerrten Bildern eine speziell angepasste Rekonstruktion (vgl. Abschnitt 6.5.2).

Für die Bewegungskodierung hingegen wird üblicherweise ein geschwindigkeitsabhängiger Phasenshift induziert (vgl. Abschnitt 4.4). Verwendet man eine nichtlineare Phasenkodierung, wäre der Phasenshift orts- und geschwindigkeitsabhängig und dadurch die Phasenverschiebung nicht direkt proportional zur Geschwindigkeit. Aus diesem Grund wäre eine qualitative Aussage über die Geschwindigkeit nicht möglich.

Deswegen wurde für die vorliegende Arbeit in Kooperation mit Dimitrij Poprygin im Rahmen einer Bachelorarbeit [138] ein angepasster B_1 -Gradient entwickelt, der einen wurzelförmigen Feldverlauf besitzt. Verwendet man solch einen wurzelförmigen Feldverlauf erhält man durch die quadratische B_1 -Abhängigkeit eine lineare Phasenkodierung. Dadurch werden qualitative Flussmessungen mittels BS-Shift möglich. Außerdem wird die Aufnahme von unverzerrten Bildern ermöglicht und aufwendige Rekonstruktionen werden hinfällig (vgl. Abschnitt 6.5.2).

6.8.1 Entwurf und Konstruktion

Als Basiskonzept für den B_1 -Gradienten wurde ein Solenoid mit unterschiedlichem Abstand der Windungen gewählt. Der Entwurf ist in Abbildung 64a dargestellt.

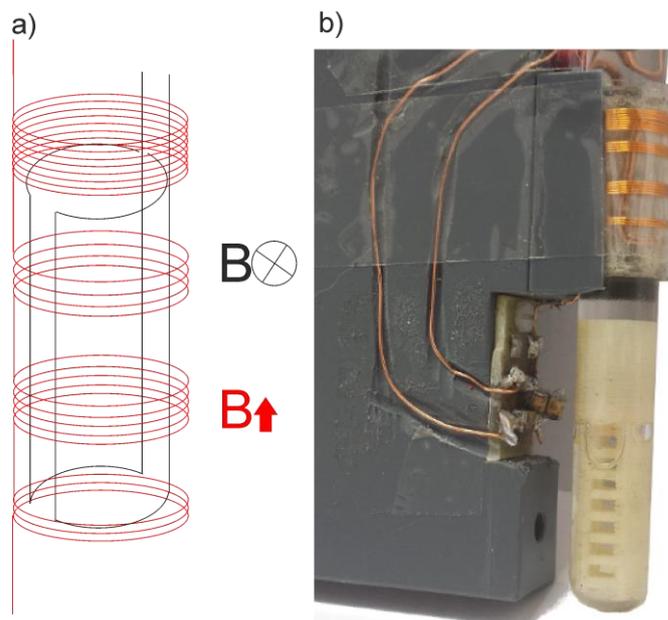


Abbildung 64 Vergleich des Konzepts mit der gebauten Spule.

a) Spulendesign für einen Magnetfeldgradienten mit wurzelförmigem Feldverlauf (rot). Als Sende-/Empfangsspule, die onresonant auf die Larmorfrequenz eingestellt wird, wurde zusätzlich noch eine Sattelspule (schwarz) eingebaut.

b) Foto des vollständigen Spulensystems. Die Struktur einer Leiterprobe (beige) ist im Phantom sichtbar.

Das Feld wurde mit einer in Matlab und Femm geschriebenen Simulation berechnet. Das Skript dazu ist in Anhang 9.3 erläutert. Die Feinabstimmungen der einzelnen Parameter wurden von Dimitrij Poprygin [138] durchgeführt und werden in seiner Bachelorarbeit genauer aufgeführt. Als Ergebnis der Simulation erhält man einen Gradientenverlauf, wie er in Abbildung 65 dargestellt ist. Der geplottete Bereich in der Abbildung ist achsensymmetrisch zur x-Achse,

wodurch auf einem 6 mm Durchmesser und auf einer Länge von 6 mm bei einer Spulenbreite von 10 mm eine lineare Phasenkodierung erreicht wird.

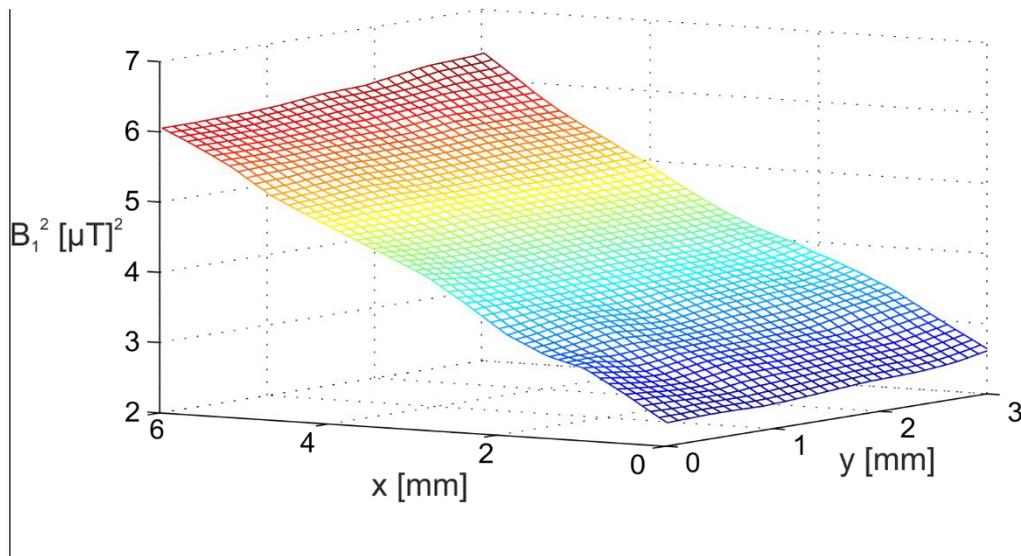


Abbildung 65 Simuliertes, quadriertes B_1 -Feld.

Dargestellt ist der quadrierte Feldverlauf der simulierten Spule. Der Verlauf ist nahezu linear, jedoch gibt es eine leichte Zunahme der Feldstärke in y-Richtung.

Die in Abbildung 60 vorgestellte Schaltung wurde zur Abstimmung und Entkopplung der Spulen verwendet. Als Sende-/Empfangseinheit wurde eine Helmholtzspule eingesetzt, die ein Magnetfeld senkrecht zur Solenoidspule erzeugt. Hierdurch wird eine Reduzierung der Kopplung zwischen den Spulen erreicht. Der Aufbau ist in Abbildung 64b dargestellt.

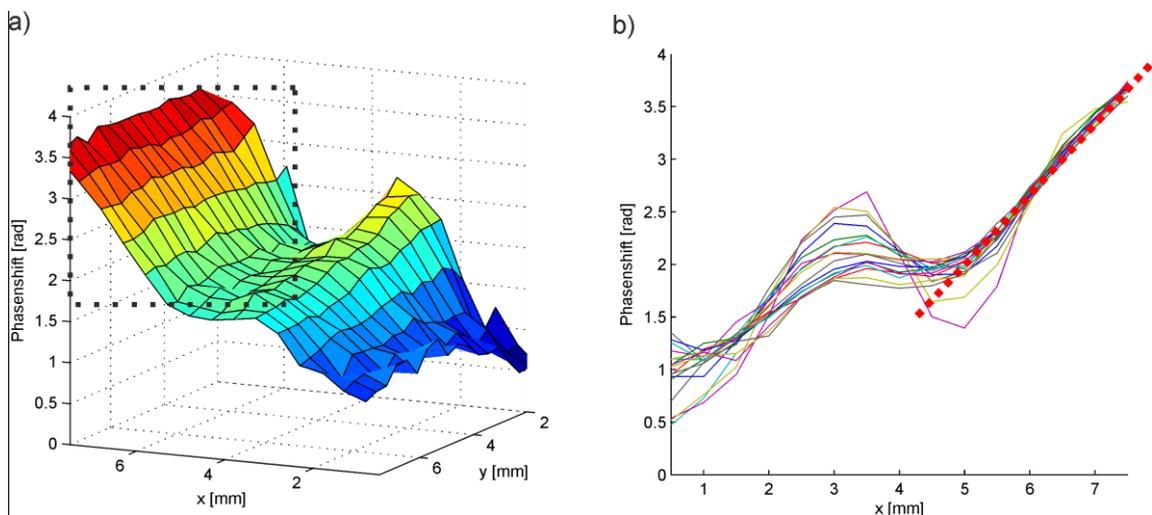


Abbildung 66 Ergebnisse des B_1 -Mappings.

a) Messung des Phasenverlaufs mit der in Abschnitt 6.5.3 beschriebenen B_1 -Mapping-Methode. Das Ergebnis zeigt anstelle der B_1 -Karte die induzierte Phasenverschiebung, da die Kodierung quadratisch abhängig vom B_1 -Feld ist. Das Ziel ist es einen möglichst langen linearen Phasenverlauf zu erhalten. Der lineare Bereich ist durch das gepunktete Rechteck gekennzeichnet. b) zeigt den Phasenverlauf in x-Richtung. Die rot gepunktete Linie zeigt den aus a) markierten Bereich in dem eine lineare Phasenkodierung möglich ist.

Zur Bewertung des Feldverlaufs des gebauten B_1 -Gradienten wurde die in Abschnitt 6.5 vorgestellte Methode zur Aufnahme von B_1 -Karten verwendet. Dafür wurde ein 12 x 12 mm

Bereich mit 64 x 64 Pixeln 20-mal gemittelt. Der BS-Puls wurde mit einer Offresonanz von 520 kHz über 200 μ s ausgestrahlt. Um externe Phasenfehler zu reduzieren, wurde zusätzlich eine Messung ohne BS-Puls als Referenz aufgenommen und die Differenz der B_1 -Karten verwendet (vgl. Abschnitt 6.5.3). Die Ergebnisse sind in Abbildung 66 dargestellt. Hier zeigt sich, dass der lineare Phasenverlauf auf einem etwa 4 mm langen Bereich erreicht wird, während bei der Feldstärke ein leichter Anstieg entlang der y-Richtung zu verzeichnen ist. Diese unterschiedlichen Längen der linearen Bereiche zwischen der Simulation und dem gemessenen Verlauf ist auf Ungenauigkeiten in der Fertigung zurückzuführen.

6.8.2 Bildgebung

Die B_1 -Karte aus Abbildung 66 zeigt eine lineare Phasenkodierung auf einen Bereich von etwa 4 mm. Es wurden zum Vergleich zwei Bilder einer Strukturprobe mit BS-SET aufgenommen: Ein Bild bei dem das Volumen durch eine Schicht von 4 mm auf den linearen Kodierungsbereich beschränkt wird (Abbildung 67a) und ein Bild ohne Schichtkodierung (Abbildung 67b). Bei beiden Bildern wurde das Hauptfeld des Magneten im Vergleich zur B_1 -Messung durch einen kleinen Magneten leicht verringert, um durch den externen Verstärker das induzierte Rauschband aus dem Bild zu schieben. Deswegen wurde ein Frequenzoffset der 2 ms langen BS-Pulse von 330 kHz verwendet. Die Bilder wurden mit einer 150 x 150 Matrix aufgenommen. Als Probe wurde die regelmäßige Leiterstruktur aus Abbildung 64b gewählt.

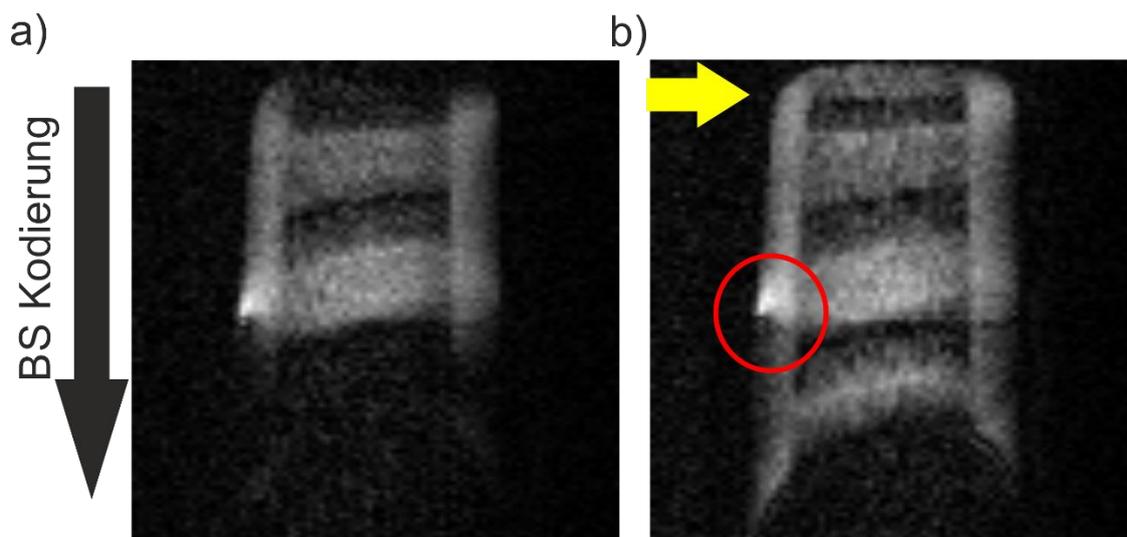


Abbildung 67 BS-SET mit wurzelförmigem Feldverlauf.

BS-SET Aufnahme mit einer 150 x 150 Matrix, BS-Pulsen auf -330 kHz mit 2 ms maximalen Pulslängen, TE 18 ms
a) Ergebnis einer BS-SET Messung, wobei die horizontale Kodierung durch den Gradienten mit wurzelförmigem Feldverlauf erreicht wurde. Die Schicht wurde auf 4 mm begrenzt.

b) Eine Aufnahme ohne Schichtkodierung zeigt die Verformungen (gelb), die durch die nichtlinearen Kodierungen entstehen. Zusätzlich ist der Gradient nicht komplett monoton steigend, so dass es zu Überlagerungen kommt (roter Kreis).

In Abbildung 67a sieht man die Verzerrung zwischen der linken und rechten Seite, welche durch die leicht ansteigenden Feldstärken am äußeren Rand entsteht. Wählt man eine Schicht, die den nichtlinearen Bereich des Phasenverlaufs miteinschließt, erhält man Verformungen wie sie in Abbildung 67b am unteren und oberen Rand (gelber Pfeil) sichtbar sind. Aufgrund dessen, dass

der Phasenverlauf nicht komplett monoton steigend ist, gibt es an verschiedenen Orten die gleiche Magnetfeldstärke und im Bild sind entsprechende Bereiche überlagert (roter Kreis).

6.8.3 Bewegungskodierung

Durch den wurzelförmigen Gradienten und die daraus folgende, lineare Phasenverschiebung kann der HF-Gradient bei der Bewegungskodierung auch als direkten Ersatz für die B_0 -Gradienten verwendet werden.

Als Erprobung der Bewegungskodierung mittels BS-Shift wurde für die in Abschnitt 4.4 beschriebene PFG-Methode die B_0 -Gradienten durch B_1 -Gradienten ersetzt. Dies bedeutet zwei symmetrisch um den π -Puls eingefügte, offresonante HF-Pulsen kodieren den Fluss. Es wurden Echos mit 150 Datenpunkten und 10 Mittelungen aufgenommen. Die Flusskodierung wurde dabei durch Pulse mit einer Länge von 3 ms und einer Offresonanz von 490 kHz erreicht. Um Phasenverschiebungen durch nicht exakten Zeitabgleich zu vermeiden, wurde ein Referenzprofil ohne Flusskodierung aufgenommen (vgl. Abschnitt 4.4).

Die mittlere Phasenverschiebung für verschiedene Geschwindigkeiten ist in Abbildung 68 geplottet. Der rot dargestellte lineare Fit zeigt deutlich die Proportionalität zwischen Fluss und Phasenverschiebung.

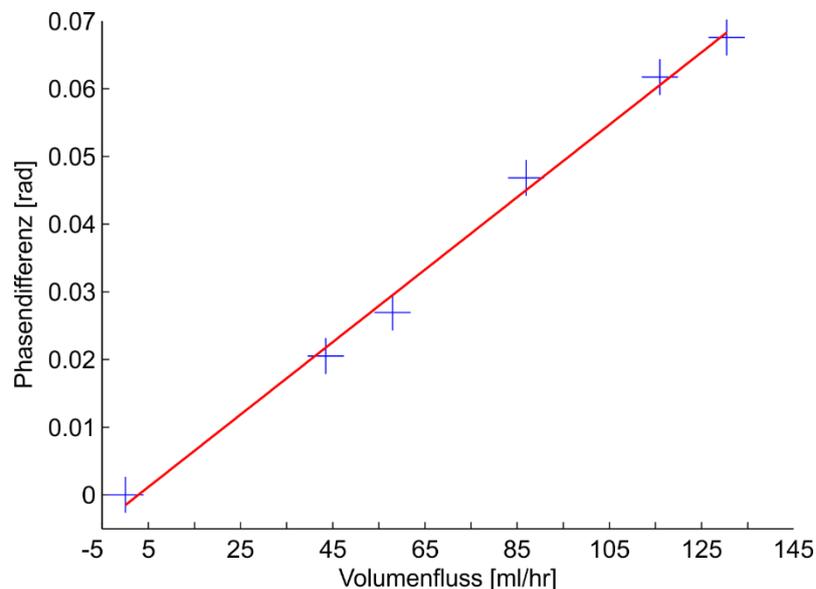


Abbildung 68 Geschwindigkeitskodierung mit dem BS-Shift.

Dargestellt ist der mittlere Phasenshift für verschiedene Flussgeschwindigkeiten. Die rote Linie zeigt das Ergebnis des linearen Fits der Messdaten.

6.9 Anwendung im Humanbereich

Die hier eingesetzten Setups haben, um einen starken B_1 -Gradienten zu erzeugen, einen reduzierten Probendurchmesser von wenigen Millimetern. Um größere Objekte abzudecken benötigt man stärkere Gradienten als die Oberflächenspule üblicherweise erzeugen kann. In diesem Fall sind speziell angepasste Spulendesigns, wie in [139], für die großen Volumen notwendig. Beispielhaft ist das benötigte B_1 -Feld für eine lineare Kodierung mit 2 mm Pixel

Auflösung mit einer 10 cm Probe in Abbildung 69a dargestellt. Hier wurden für die Simulation des B_1 -Feldes Rechteckpulse mit 4 ms Länge bei 55 kHz Offresonanz mit der Sequenz, wie sie in Abbildung 54a dargestellt ist, angenommen.

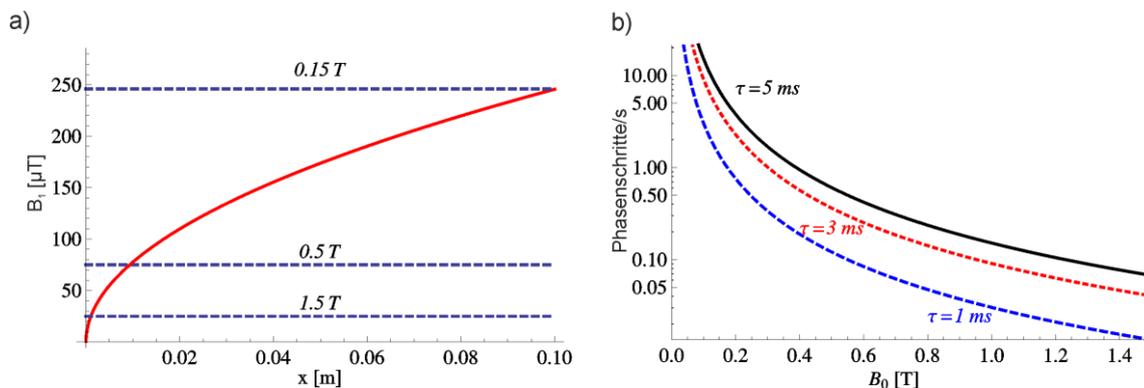


Abbildung 69 SAR-Berechnung in Abhängigkeit der Feldstärke.

Das Verhältnis α ist in a) und b) auf 5 festgesetzt. In a) ist das TR 200 ms (5 Phasenschritte/s) und $\tau = 4\text{ ms}$. a) Plot des optimalen B_1 -Feld für eine BS-SET Ortskodierung. Dieses B_1 -Feld ermöglicht eine isotrope 2 mm Auflösung über ein 10 cm Objekt. Die gepunkteten Linien zeigen das maximal erlaubte B_1 -Feld für das SAR-Limit des menschlichen Gehirns in Abhängigkeit von den angegebenen B_0 -Feldern.

b) Darstellung der maximal nach den SAR Grenzen erlaubten Phasenschritte pro Sekunde in Abhängigkeit vom statischen B_0 -Feld für das in a) dargestellte B_1 -Feld. Die drei Kurven entsprechen den unterschiedlichen Pulslängen.

Das Verhältnis α aus der Offresonanz zur maximalen B_1 -Feldstärke wurde auf 5 gesetzt und die Repetitionszeit auf 200 ms. Für den Einsatz der Technik zur Bildgebung am Menschen müssen die Grenzen der spezifischen Absorptionsrate (SAR) eingehalten werden. Nach der Norm IEC-60601-2-233 liegt die Grenze bei 3,2 W/kg für das menschliche Gehirn. In Abbildung 69a sind die sich daraus ergebenden Grenzen für die B_1 -Feldstärke in Abhängigkeit von den statischen B_0 -Magnetfeldern eingezeichnet. Das SAR wurde basierend auf den Ergebnissen aus [140] berechnet. Dabei sind die Länge des offresonanten HF-Pulses und der Abstand zwischen zwei offresonanten HF-Pulsen entscheidend. In Abbildung 69b sind dementsprechend für unterschiedliche Pulsdauern τ die maximal möglichen Phasenschritte pro Sekunde in Abhängigkeit vom statischen Magnetfeld dargestellt. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass die angegebene Auflösung erst bei niedrigen Feldstärken von 150 mT erreicht werden kann.

Das Vorhaben bei klinischen Feldstärken (1,5–3 T) zu messen, ist mit dem jetzigen Stand der Technik, nur begrenzt möglich, da eine für klinische Verhältnisse viel zu lange Repetitionszeit von 10 s notwendig wäre. Eine Repetitionszeit von unter 100 ms erreicht man erst bei Feldstärken von unter 200 mT. Konsequenterweise ist BS-SET als klinische Anwendung höchstens in den Bereichen mit niedrigen Feldstärken geeignet.

6.10 Diskussion

Ein neues Verfahren zur Orts- bzw. Bewegungskodierung wurde im Rahmen der Arbeit vorgestellt. Dies wurde durch den Bloch-Siebert Shift, welcher verwendet wurde um eine ortsabhängige Phasenkodierung zu induzieren, erreicht.

Da für den BS-Shift HF-Felder verwendet werden, hat die Anwendung des BS-Shifts als Phasenkodierung den Vorteil keine für die MR relevanten Wirbelströme zu verursachen [124]

(vgl. Abschnitt 3.3.1). Parallel zur Entwicklung der BS-Shift-Methode wurden auch neue Materialien zur Reduktion von Wirbelströmen erfolgreich erprobt (vgl. 3.3). Deswegen wurde die BS-Technik im Rahmen der Arbeit als Prototyp entwickelt und nicht weiter optimiert. Erste Weiterentwicklungen sind bereits von anderen Arbeitsgruppen vorgestellt wurden [141].

Im Folgenden werden eine kurze Bewertung des Setups sowie die zugehörigen Optimierungsmöglichkeiten beschrieben. Der Ausblick der Technik wird abschließend in Kapitel 7 gegeben.

Bewertung der Leistungsfähigkeit

Die Ergebnisse zeigen, dass es möglich ist, den BS-Shift zur Ortskodierung zu verwenden. Im Vergleich zum B_0 -Gradienten fällt die Kodierung mittels BS-Shift und der Oberflächenspule schwächer aus. Die in Abbildung 61 dargestellte Karte zeigt einen B_1 -Feldverlauf von ca. 400 mT/m bei einer Leistung von ca. 40 Watt. Durch die Offresonanz von 600 kHz ist die effektive Leistung aber bei einem Minimum α von 5 um den Faktor 10 reduziert (vgl. Gleichung (5.9)). Aus diesem Grund sind lange HF-Pulse für den Phasenshift notwendig.

Bei den gebauten Prototypen wurden sehr einfache Spulendesigns gewählt. Eine Verbesserung bietet hier zum Beispiel ein wie in [139] beschriebenes, angepasstes Spulendesign, welches deutlich höhere Gradientenstärken bereitstellt. Alternativ hierzu kann auch eine Steigerung der Effektivität durch eine Reduktion des Frequenzoffsets erzielt werden. Dabei kann die durch den BS-Puls verursachte, zusätzliche Störung der Magnetisierung durch angepasste Pulsformen, wie sie im B_1 -Mapping Bereich vorgestellt wurden [71], vermieden werden.

Weiterentwicklung

Für BS-SET sind bei konstanten B_1 -Gradienten spezielle Rekonstruktionstechniken notwendig. Eine Weiterentwicklung ist der in Abschnitt 6.8 vorgestellte, wurzelförmige Gradientenverlauf. Dieser erzeugt durch eine quadratische Abhängigkeit der Phase vom B_1 -Feld eine lineare Kodierung, wodurch der B_1 -Gradient genau wie ein B_0 -Gradient verwendet werden kann. Um für den B_1 -Gradienten keine speziellen Sequenzanpassungen durchführen zu müssen, muss der BS-Puls negative sowie positive Phasendrehungen ermöglichen. Hierzu kann zum Beispiel ein multiresonantes Setup eingesetzt werden. Verwendet man zwei um die Larmorfrequenz symmetrische Frequenzoffsets, so können positive und negative Phasenshifts induziert werden. Der k-Raum wäre folglich symmetrisch abgetastet und es kann auf die zeitliche Verschiebung des offresonanten HF-Pulses (vgl. Abschnitt 6.5.1) verzichtet werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Das Ziel der Promotion war die Entwicklung eines Flusssensors mit dem Fokus auf Flussmessungen an Pflanzen. Dazu musste zunächst die Hardware in Form eines räumlich zugänglichen Magneten und einer Sende- und Empfangseinheit entworfen werden. Um die MR-Konsole ansteuern zu können, musste eine Software entwickelt werden. Die AC-Methode wurde für Flussmessungen mit niedrigen Geschwindigkeiten angepasst und die entsprechende Theorie dazu erweitert. Mit dieser weiterentwickelten AC-Methode wurde die Flussmessung an Pflanzen demonstriert. Dafür wurden im Rahmen einer Kooperation mit der Arbeitsgruppe „Lipid Motobolism“ der IPK-Gatersleben Flussstudien an Weizenpflanzen durchgeführt. Darüber hinaus wurde in dieser Arbeit eine neue Technik zur Wirbelstromvermeidung bei Permanentmagneten entwickelt, um Problemen mit diesen bei Flussmessungen entgegenzuwirken.

7.1.1 Sensorbau

Es wurde ein zugänglicher, mobiler Magnet mit einer Feldstärke von 0,42 T gebaut. Die Feldhomogenität beträgt 0,5 ppm in 1 cm³. Im Vergleich zu dem am Lehrstuhl der EP5 bestehenden, geschlossenen, mobilen Magnetsystem erreicht das in dieser Arbeit gebaute System ein 40fach homogeneres Magnetfeld. Erzielt wurden diese Verbesserungen durch ein spezielles Design, welches durch Computersimulationen sukzessiv optimiert wurde. Durch angepasste Polschuhe konnte darüber hinaus die Induktion von Wirbelströmen im Mittel um einen Faktor 7 reduziert werden, wodurch phasensensitive Flussmessungen ermöglicht wurden.

Um die Zugänglichkeit zu dem Innenraum der HF-Spulen zu gewährleisten, wurde eine Klappspule weiterentwickelt und als Sende- und Empfangseinheit für den Tomographen gebaut. Ferner wurde ein System gebaut, dass direkt um die Pflanze gewickelt werden kann und sich somit für besonders dünne Pflanzenstängel eignet.

Weiterhin wurden zwei Systeme zur Rauschunterdrückung für die Messungen an Pflanzen entwickelt. Dadurch konnte das Rauschen um einen Faktor 92 gesenkt werden. Dies war notwendig, weil die länglichen Pflanzen durch ihre Ausdehnung über das Gehäuse hinweg ein Rauschen in die Empfangsspule induziert haben. Die beiden Rauschunterdrückungssysteme, die elektrische Schirmung und die Gleichtaktunterdrückung, entfernten das Rauschen dabei gleichermaßen.

7.1.2 Flussmessung

Die im Rahmen der Arbeit erfolgte Weiterentwicklung der AC-Methode [102] erlaubte es erstmals mit der Methode quantitative Flussprofile aufzunehmen. In Folge dessen war es

außerdem möglich Geschwindigkeiten unter 200 $\mu\text{m/s}$ zu messen. Die Voraussetzung dafür war die Implementierung von trapezförmigen Gradienten, welche kürzere Rampzeiten und eine stärkere Kodierung zulassen. Dadurch sind außerdem Intervalle ohne Gradienten realisierbar, die effizientere Refokussierungspulse und die Aufnahme mehrerer Datenpunkte ermöglichen. Die zu erwartenden und simulierten Flussprofile entsprachen den gemessenen Profilen durch die Verwendung einer neuen Auswertungstechnik.

Die neu entwickelte Erweiterung zur Bildgebung ermöglicht die orts aufgelöste, spektroskopische Flussmessung und so können die Bereiche von Xylem und Phloem voneinander getrennt werden. Dies wurde durch Messungen einer Schwarzerle gezeigt, bei der die im Abschnitt 5.1 beschriebene Struktur dikotyler Pflanzen aufgelöst werden konnte. Zusätzlich können qualitativ genauere Aussagen über die Flussgeschwindigkeit getroffen werden.

Bei Messungen an Pflanzen konnte mit der optimierten AC-Methode die Flussänderungen aufgrund äußerer Einflüsse, wie der Beleuchtung, beobachtet werden. Langzeitmessungen über 9 Tage zeigten einen der Beleuchtung folgenden Flussverlauf - auch bei sehr geringen mittleren Flussänderungen von unter 200 $\mu\text{m/s}$.

7.1.3 Bloch-Siegert Phasenkodierung

Um eine Phasenkodierung ohne die Induktion von Wirbelströmen zu erhalten, wurde im Rahmen der Arbeit die ortsabhängige Phasenkodierung mittels B_1 -Gradienten entwickelt. Diese Technik basiert auf HF-Wechselfeldern und benutzt den sogenannten BS-Shift um einen B_1 -feldabhängigen Frequenzshift zu induzieren. Zwei Rekonstruktionstechniken wurden entwickelt, um die Rekonstruktion von entzerrten Bildern zu ermöglichen. Dies war notwendig, da die Kodierung mittels BS-Shift von B_1^2 abhängt. Infolgedessen wird bei der Verwendung von konstanten HF-Gradienten eine vom Quadrat des Ortes abhängige Phasenkodierung induziert. Als Alternative zu diesem Verfahren wurde ein Gradient entwickelt, der einen wurzelförmigen Feldverlauf hat und somit die lineare Kodierung ohne angepasste Rekonstruktionstechniken ermöglicht.

7.2 Ausblick

7.2.1 Sensor

In der Arbeit wurde der Fokus hauptsächlich auf die Messung des Xylemflusses gelegt. Die sehr geringen Flüsse des Phloems benötigen für quantitative Auflösungen ein sehr hohes SNR. Dies kann einerseits zu Lasten der Zeitauflösung durch Mittelungen erreicht werden oder andererseits durch die Konstruktion eines Flusssensors mit einer deutlich höheren Feldstärke.

Die Messungen von Pflanzen mit sehr dünnen Stängeln, wie zum Beispiel der Gerste, zeigten die SNR-Limitierung des Sensors. Eine Steigerung der Magnetfeldstärke und damit eine Steigerung der Empfindlichkeit (s. Abschnitt 2.3) lässt sich durch eine andere Konstruktion des Magneten erreichen. Damit eine signifikante Steigerung der Feldstärke ohne deutliche Gewichtszunahme erreicht werden kann, muss das Design geändert werden. So ist es zum Beispiel mit einem Halbach-Magneten möglich höhere Feldstärken zu erhalten ohne dabei das Gewicht des Sensors zu erhöhen (vgl. Abschnitt 3.1.2). Dabei ist es eine große Herausforderung den Halbach zugänglich zu bauen ohne die Homogenität des Magnetfeldes zu weit zu verringern [23]. Die im

Rahmen der Arbeit eingesetzte Lösung zur Reduktion von Wirbelströmen ist durch die Sättigungsmagnetisierung der Ferritpolschuhe begrenzt. Deswegen müssten alternative Verfahren (vgl. Abschnitt 3.3) zur Wirbelstromkompensation eingesetzt werden.

Der entwickelte Sensor erfüllte die für die Flussmessungen benötigte Homogenität des Grundfeldes. Die spektrale Auflösung von 0,5 ppm erlaubt es durch die chemische Verschiebung⁸ getrennte Stoffe zu unterscheiden. Eine Steigerung dieser Auflösung und damit der Homogenität des Magneten ermöglicht die Bestandteile der Pflanzen genauer zu analysieren. Ein Weg, die Homogenität zu steigern, ist der Einsatz von schaltbaren Magnetfeldgradienten, die höhere Ordnungen als die bisher verwendeten Gradienten erster Ordnung haben. Damit könnten auch zum Beispiel unerwünschte, quadratische Felder korrigiert werden.

7.2.2 AC-Methode

Die AC-Methode und ihre Optimierungen wurden im Rahmen der Promotion für Messungen von sehr kleinen, sich langsam ändernden Geschwindigkeiten verwendet. Durch die Akquisition des Geschwindigkeitsprofils innerhalb einer einzelnen Anregung lassen sich hingegen auch schnelle Änderungen der Flussgeschwindigkeit detektieren.

Die Quantifizierung des Volumenflusses wurde im Rahmen der Promotion nicht durchgeführt. In der Literatur existieren aber Beispiele bei denen die Quantifizierung mit der PFG-Methode durchgeführt wurde [12]. Hier wurde z.B. ein dünner Schlauch mit bekanntem Durchmesser und bekanntem Volumenfluss direkt in den Probenraum als geeichte Referenz neben die Pflanze eingebracht. Anhand der gemessenen Daten lassen sich die restlichen Pixel kalibrieren. Dieses Verfahren lässt sich auch bei der AC-Methode mit Ortskodierung anwenden, da diese, genau wie die PFG-Messung, pixelweise Flussprofile aufnimmt.

Prinzipiell lässt sich die modifizierte AC-Methode auch dahingehend erweitern, dass für die verschiedenen Bestandteile der Pflanzen einzelne Geschwindigkeitsprofile aufgenommen werden können. Voraussetzung dafür wäre, dass die Homogenität ausreicht, die Stoffe in den Pflanzen durch die chemische Verschiebung zu trennen [142]. Dazu müsste bei der AC-Methode ohne Lokalisierung über die Datenpunkte in den jeweiligen Echos nicht wie bisher gemittelt, sondern eine Fouriertransformation durchgeführt werden. Die bisher genutzte, weitere Fouriertransformation entlang des Echozuges würde dann für jeden Datenpunkt des Spektrums einzeln durchgeführt werden. Das Ergebnis ist eine Geschwindigkeitsverteilung für jeden Punkt im Spektrum. So wäre bei ausreichender Homogenität eine Geschwindigkeitsverteilung der einzelnen Stoffe messbar.

⁸ Die stoffabhängige chemische Verschiebung entsteht durch die unterschiedlichen Elektronenkonfigurationen die das externe Magnetfeld abschirmen und dadurch lokal die Larmorfrequenz beeinflussen.

7.2.3 Bloch-Siegert Shift

Einsatzgebiete

Im Rahmen der Arbeit wurde ein Prototyp gebaut, der den Nachweis erbracht hat, dass Gradienten mit der BS-Technik realisierbar sind. Deswegen wurde ausschließlich die Phasenkodierung mittels BS-Shift vorgestellt. Die Technik ist aber nicht auf die Phasenkodierung beschränkt. Auch die Frequenzkodierung kann durchgeführt werden, solange die Entkopplung zwischen BS-Sendespule und der Empfangsspule hoch genug ist, um während dem Senden der BS-Spule ohne Beschädigung des Empfängers Daten aufzunehmen. Die Schichtkodierung ist damit durch Überlagerung zweier HF-Wechselfelder auch möglich. Erste Entwicklungen in diese Richtungen sind bereits von anderen Arbeitsgruppen aufgegriffen worden [141].

Für die Kodierung mittels BS-Shift wurden im Rahmen der Arbeit immer externe Spulen verwendet. Wenn aber die Sende- /Empfangsspulen selbst einen Magnetfeldgradienten über die Probe aufweist, wie es z.B. bei Oberflächenspulen der Fall ist, kann auf weitere, externe Spulen verzichtet werden. Folglich benötigt man dann zur ortskodierten Messung an einem MR-Scanner nur eine Spule. Die Kodierung durch die Oberflächenspulen mit B_0 -Gradienten wurde z.B. in [130] gezeigt.

Lineare Kodierung

Als Weiterentwicklung des konstanten Gradienten zeigt der im Abschnitt 6.8 vorgestellte Prototyp des Gradienten mit wurzelförmigen Feldverlauf das Potential, dass in den angepassten Spulendesigns liegt. Die speziellen Rekonstruktionstechniken werden dadurch überflüssig und die Bewegungskodierung ist erheblich einfacher durchzuführen. Der Bereich der linearen Kodierung des im Rahmen der Arbeit konstruierten Gradienten ist auf 4 mm beschränkt. Optimierte Fertigungsverfahren, wie zum Beispiel das Ätzen des Spulendesigns auf flexible Folien, ermöglichen komplexere Spulendesigns.

Die lineare Kodierung kann auch mit linearem Feldverlauf erreicht werden. Die quadratische Abhängigkeit des Phasenshifts von B_1 entsteht durch die hohe Offresonanz. Die hohe Offresonanz ist notwendig um die Magnitude der Magnetisierung möglichst wenig zu stören. Verwendet man onresonante Pulse, wie im Fall der Rotating Frame Technik, erhält man allerdings eine direkte Proportionalität zu B_1 (vgl. Gleichung (1.13)). Das Problem ist dann die Änderung der Magnitude der Magnetisierung (vgl. 6.3). Durch die Verwendung von adiabatischen Pulsen bzw. einer sehr langsamen Steigerung der Amplitude des B_1 -Gradienten bei gleichzeitiger Reduktion des Frequenzoffsets, erhält man eine direkte Proportionalität zum B_1 -Gradienten. Zusätzlich wird die Magnitude kaum beeinflusst [143, 144]. Dies führt dazu, dass bei entsprechender Entkopplung die B_0 -Spulendesigns für lineare Magnetfeldverläufe zur Erzeugung der B_1 -Felder verwendet werden können.

Kapitel 8

Summary

The main objective of this dissertation was the development of a flow sensor which is specialized on flow measurements of plants. Hence, an accessible mobile magnet and the receiver/transfer hardware have been developed. Additionally, software to control the MR-console has been written. The AC-method was advanced to acquire slow flow profiles. This enables acquiring flow in plants. Additionally, in cooperation with the working group “Lipid Metabolism” of the IPK-Gatersleben studies have been carried out to measure the influence of the ear of wheat on the water transport mechanism. Furthermore, a new technique based on the Bloch-Siegert-effect has been developed which reduces the influence of eddy currents. This simplifies flow measurements that suffer heavily from eddy currents.

8.1 Hardware development

An accessible mobile magnet with a field strength of 0.42 T has been build. The field homogeneity is 0.5 ppm in 1 cm³. In comparison to the existing closed magnet system at the chair EP5 this is an improvement of a factor 40. Those enhancements have been achieved by an adjusted design of the magnet which has been optimized by computer simulations. The implementation of ferrite pole shoes reduced the eddy currents by a factor 7 in comparison to the usually used iron pole shoes. Therefore, phase sensitive flow measurements using fast switching magnet field gradients could be carried out.

A foldable coil has been refined to achieve an accessible receiver system. This coil has been used as a transmit/receiver unit. Furthermore, the SNR of measurements in thin plant stalks was enhanced by a constructed system that could be directly wrapped around the stalk.

Additionally, two systems to reduce noise in plant measurements have been developed. Those systems can reduce the noise by a factor 92. This was necessary because the longish plant stems guides electric noise from outside of the case into the receiver coil. Both noise reduction systems, the electromagnetic shielding and the common mode rejection, removed the noise to the same level.

8.2 Flow measurement

In the present work a refinement of the AC-method [36] enabled for the first time acquiring quantitative flow profiles. Hence, it was possible to measure slow velocity in the range of 200 µm/s. The precondition was the replacement of the sinusoidal gradient profile by a trapezoid gradient shape. Those allowed increasing the slew rate of the gradients and therefore shorten the total duration of the ramp which finally allows higher encoding strengths. Additionally, due

to intervals without applied gradients, more efficient RF-pulses can be used and more data points can be acquired in an echo.

The measured flow profiles correlated to the simulation results. The accurate flow profiles have been achieved by a new evaluation technique and a phase correction mechanism.

The newly developed extension to imaging enabled spatially encoded spectral flow measurements. Therefore, the location of xylem and phloem can be spatially separated. In the measurement of the black alder this becomes apparent. Here the shape of dicotyledonous plants, which is described in chapter 5.1, is visible. Additionally, due to the spatial separation of the flow directions (up/down) qualitative flow measurements are possible. In pixels where opposite flow directions can spatially be resolved the difference between the left and the right side of the flow spectra yields the total flow without static water.

Due to the phase corrections technique in combination with the automatically frequency calibration, long term flow measurements were possible. Therefore, the response of plants on influences like changes in the illumination have been observed in measurements over a duration of nine days. Here flow changes below 200 $\mu\text{m/s}$ can be detected.

8.2.1 Bloch-Siegert phase encoding

In this work a new spatial phase encoding technique (BS-SET) using a B_1 -gradient in combination with far off-resonant radio frequency pulses has been demonstrated. Based on the Bloch-Siegert Shift an eddy current free B_1 -gradient was used to encode images and apply flow encoding. The BS-gradient induces a phase shift which depends on B_1^2 using a constant gradient. Therefore, adapted reconstructions have been developed that provide undistorted images using this nonlinear encoding.

Alternatively, a B_1 -gradient has been developed where the profile of the B_1 -field follows a square root shape. This supplies a linear phase encoding removing the need for an adapted reconstruction and enables using this technique for flow encoding.

Kapitel 9

Anhang

9.1 Bloch-Siegert-Auswertungen

Das Skript zur Invertierung der Kodierungsmatrix (E) und damit die Rekonstruktion der verformten Spindichte. Das Signal (S) wird mit einer sehr hohen Kodierungsmatrix (EHighRes) erstellt.

```
%Das Signal wird mit sehr hohe Genauigkeit konstruiert. Nimmt man hier die Gleichung E
% entspricht dies nicht dem realen Signal.

EHighRes=zeros(numel(t),numel(xreal));
for t_id = 1:numel(t)
    EHighRes(t_id,:)= exp(i*w_BSh.*t(t_id));
end
S = EHighRes*rho;

%Kodierungsmatrix

E=zeros(numel(t),numel(x));
for t_id = 1:numel(t)
    E(t_id,:)= exp(i*w_BS.*t(t_id));
end
% Singularwertzerlegung der Kodierung.

[U,SE,V] = svds(E,rank(E));

%Zu hohe Eigenwerte lassen die Rekonstruktion instabil werden, deswegen werden diese
% nicht verwendet.

schneideEigenwerteAb = 0;
EigenwerteCumsum = cumsum(diag(SE));
for(a =2:numel(EigenwerteCumsum))
    if(abs((EigenwerteCumsum(a-1)- EigenwerteCumsum(a)))/(EigenwerteCumsum(end))>0.001)
        schneideEigenwerteAb = a;
    else
        break;
    end
end

%Konstruktion der neuen Matrix mit festgelegten Rang für die Eigenwerte
[U,SE,V] = svds(E,schneideEigenwerteAb)
% Rekonstruktion nach Invertierung (Pinv) des Signals S
reco = pinv(U*SE*V')*S;
```

9.2 Prototyp Ferrit

Der Prototyp sollte die Möglichkeit des Ferrits als Polschuh austesten und den Einfluss der Wirbelströme charakterisieren (Abbildung 70 Links) [54]. Der verwendete Aufbau liefert ein 200 mT Magnetfeld. Ein Shimsystem, welches zwei Eisenstangen die frei positioniert und ausgerichtet werden können beinhaltet, wurde implementiert. Die Homogenität des Magneten konnte deutlich durch das Shimsystem gesteigert werden (Abbildung 70 Rechts). Das System zeigte keine Störungen durch Wirbelströme.

Dadurch war es möglich Flussmessungen mit der AC-Methode am Schlauchphantom durchzuführen. Die Flussmessung mit der AC-Methode mit Trapezgradienten aber ohne die Weiterentwicklung der Phasenkorrektur und der optimierten Auswertung liefert für Geschwindigkeiten größer als 200 $\mu\text{m/s}$ eine lineare Frequenzverschiebung (Abbildung 71).

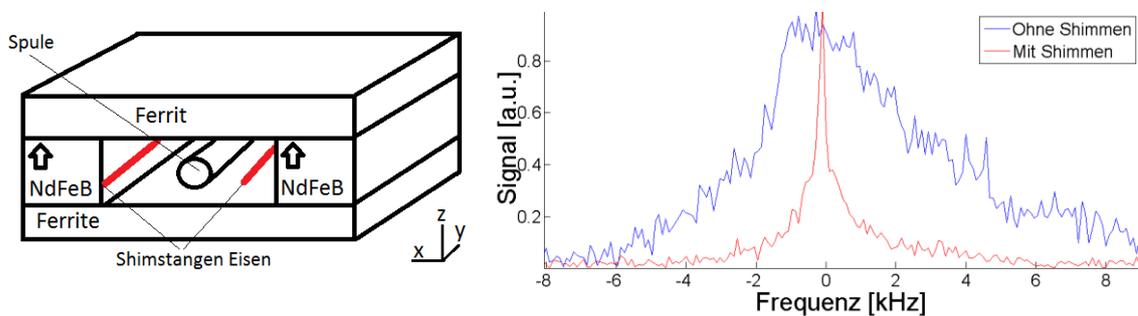


Abbildung 70

Links: Skizze eines Magneten mit Ferritpolschuhen. In Rot sind die Shimstangen abgebildet, deren Position frei eingestellt werden konnte.

Rechts: Mit dem globalen Spektrum des Magneten kann die Homogenität bestimmt werden. Das Shimsystem verbessert die Homogenität signifikant.

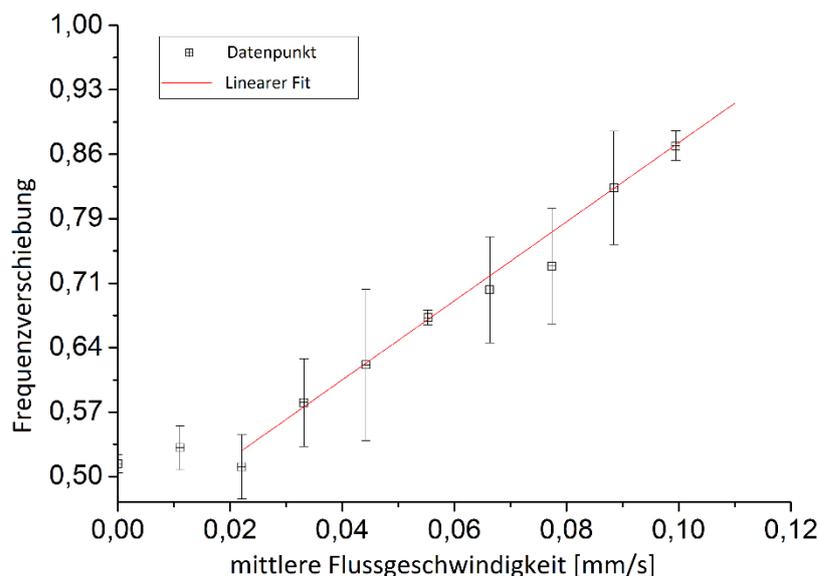


Abbildung 71 Ergebnisse der AC-Flussmessung. Die mittlere Frequenzverschiebung korreliert im Rahmen der Fehlergrenzen mit einem linearen Fit über die mittlere Flussgeschwindigkeit. (256 Echos; TE 7ms; Grad 0.1 T/m ; τ 2 ms)

9.3 Simulation eines wurzelförmigen B_1 -Gradienten

Mit dem folgenden Skript lässt sich automatisch das B_1 -Feld der Spule in Femm simulieren. Hier werden mit `addWindungen()` vier Windungen hinzugefügt. Eine B_1 -Karte wird dann durch die Variablen `xcoord` und `ycoord` ausgelesen und in `figure(4)` dargestellt.

```
openfemm()
newdocument(0)

mi_probdef(0, 'millimeters', 'axi', 1.e-8, 0, 30);
mi_addcircprop('circ1', 1, 1);
mi_addcircprop('circ2', -1, 1);
mi_getmaterial('Air')
mi_getmaterial('1mm')

%-----

drahtDicke = 0.25;% Drahtdicke
abstand = 6; % Radius

addWindungen(abstand,0.8,drahtDicke,8,'circ1')
addWindungen(abstand,3.6,drahtDicke,4,'circ1')
addWindungen(abstand,6.3,drahtDicke,5,'circ1')
addWindungen(abstand,8.6,drahtDicke,3,'circ1')

%Welcher Bereich ausgelesen wird

% Startx, Schrittweite, Endex
xcoord = 0:0.1:4; %mm 0:0.1:2.5;
ycoord = 2:0.1:10; % mm 2:0.1:10;
%-----

mi_saveas('autoSave.fem')
addRectangle(0,0,30,30,0)

mi_analyze
mi_loadsolution

B1Karte = zeros(numel(xcoord),numel(ycoord),2);
size(xcoord)
parfor a=1:numel(xcoord)
    B1Karte(a,:,:) = mo_getb(ones(numel(ycoord),1)*xcoord(a),ycoord);
end
%
figure(4)
subplot(2,2,1)
B1KarteAbsolut = (squeeze(B1Karte(:,:,1)).^2+squeeze(B1Karte(:,:,2)).^2).^(1/2);
PhaseShiftKarte = B1KarteAbsolut.^2;
mesh(double(PhaseShiftKarte(:,end:-1:1)'));
shg;
subplot(2,2,2)

hold off
asd = asd+1;
% -----
plot(squeeze((PhaseShiftKarte(20,:))));%<---- Linie auswählen
% -----
doPlot(asd,:)=squeeze(sum(PhaseShiftKarte(:,:)));
subplot(2,2,3)

plot(doPlot(1:(asd-1),:),'b');
hold on
plot(doPlot(asd,:),'r');

title('Magnetfeld Verlauf über Ort zum Quadrat');

subplot(2,2,4)
plot(diff(doPlot(asd,:)));
standardabweichung = std(diff(doPlot(asd,:)));
mittelwert = mean(diff(doPlot(asd,:)));
title(['Steigung Mittelwert ' num2str(mittelwert) ' Standardabweichung '
num2str(standardabweichung)]);
%closefemm();
```

```

function addWindungen( x,y,drahtdicke,windungen ,circ)
    for (a=(1:windungen)-1)
        addRectangle(x+a*drahtdicke,y,drahtdicke,drahtdicke,1,circ)
    end
end

function addRectangle(x,y,b,h,isCirc,circ);

mi_drawrectangle(x,y,x+b,y+h);
mi_addblocklabel(x+b/2,y+h/2);
mi_selectlabel(x+b/2,y+h/2);
if(isCirc==1)
    mi_setblockprop('Air', 1, 1, circ, 1, 0,0)
else
    mi_setblockprop('Air', 1, 1, '', 1, 0,0)
end
end

```

9.4 Flussmessung am Bambus

Um die Leitbündelverteilung einer monocotylen Pflanzen zu messen, wurde versucht den Fluss in einem Bambuszweig, der in einem mit Wasser gefüllten Gefäß stand, zu messen. Da hier aber kaum Wurzeln vorhanden waren, ist kein Fluss detektierbar gewesen. Deswegen wurde eine hochaufgelöste 2D Turbo-Spin-Echo Messung mit einer T2 Gewichtung durchgeführt (Abbildung 72a). Durch den hohen Wasseranteil sind die Leitbündel deutlich als weiße Punkte sichtbar. Die Verteilung der Leitbündel entspricht der im Abschnitt 5.1 gezeigten Skizze.

Die Ergebnisse der 2D AC-Methode sind in Abbildung 72b und Abbildung 72c dargestellt. Das erste Echo ohne Flusskodierung zeigt auch leicht die Verteilung der Leitbündel (Abbildung 72b). In der Geschwindigkeitskarte sind keine Leitbündel sichtbar (Abbildung 72c). Dies entspricht den Beobachtungen des Wasserstandes im Gefäß in dem der Bambuszweig stand. Dieser zeigte auch über mehrere Tage keine sichtbare Veränderung.

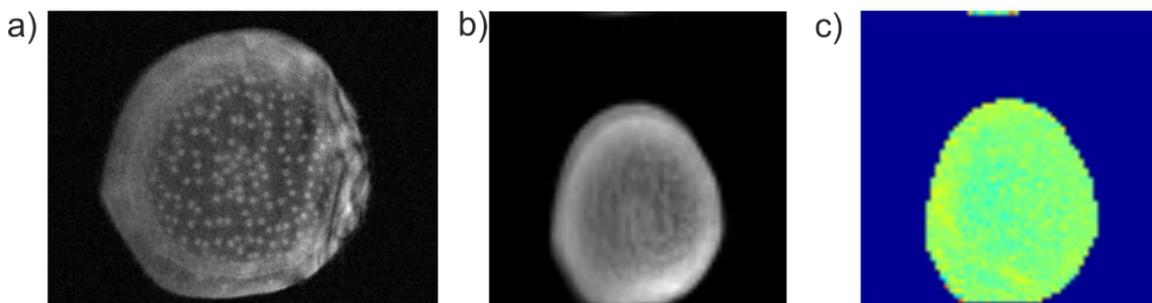


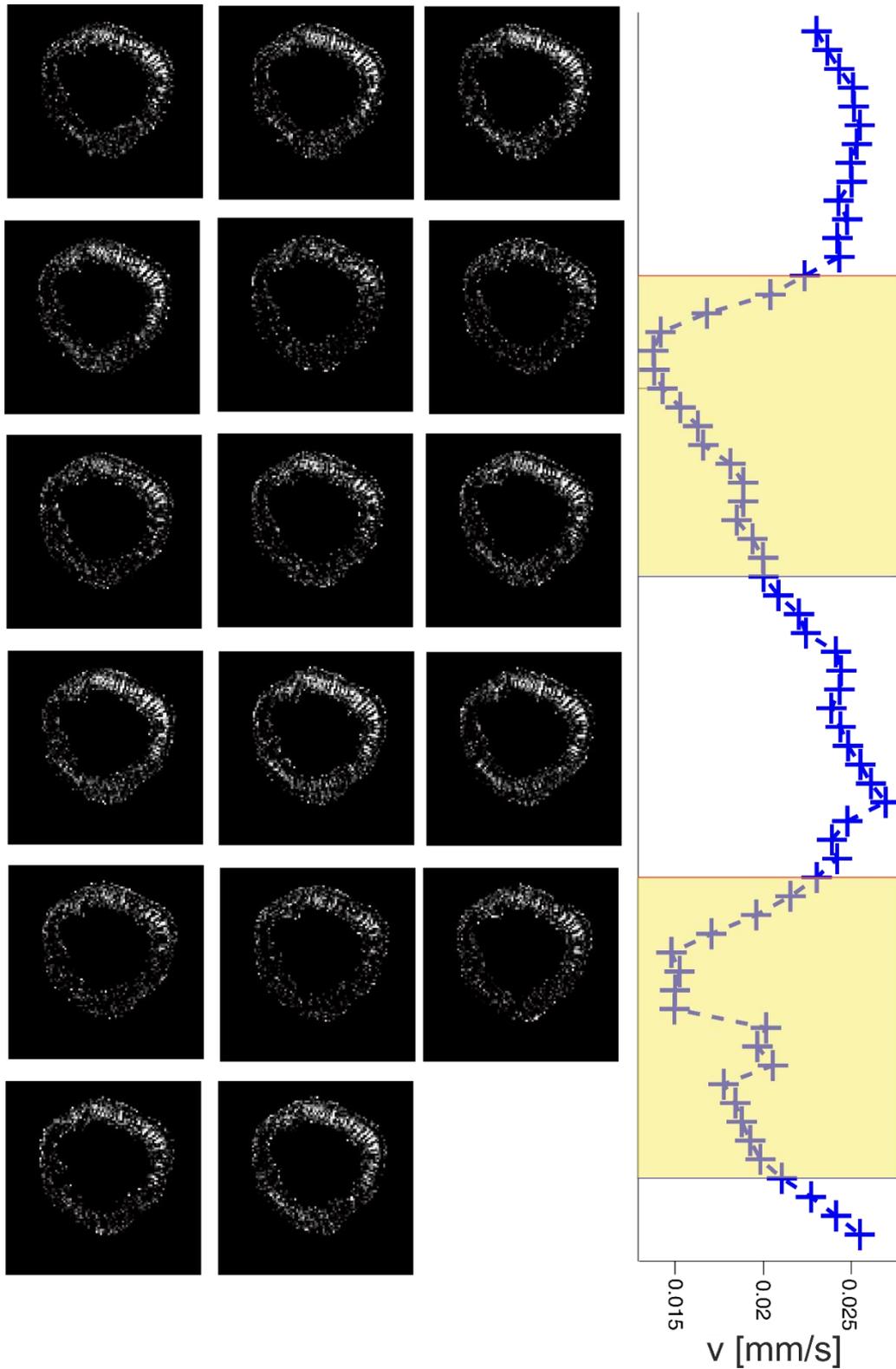
Abbildung 72 Messungen an einem Bambuszweig.

- a) Ergebnis einer hochaufgelöste Turbo-Spin-Echo Aufnahme. Die einzelnen Leitbündel heben sich als weiße Punkte deutlich vom Hintergrund ab. Die ringförmigen Strukturen am Rand sind auf Artefakte zurückzuführen. (256 x 256; 15x15 mm; Schicht 3mm; TE 13,2 ms; TR 0,4 s; Turbo Faktor 8; Überabtasten Phase und Frequenz 2; Messzeit 7 Stunden)
- b) Das Bild des ersten uncodierten Echos der 2D AC-Methode zeigt durch die größere Schicht und kleinere Auflösung die Leitbündel nur verschwommen. (64x64; Matrix 15x15 mm; Schicht 10 mm; TE 7,0 ms; TR 1,08s; τ 1.0 ms; 100 mT/m; Mittelungen 50; Echozahl 100; Messzeit 60 Minuten)
- c) Die Geschwindigkeitskarte der 2D AC-Methode enthält die in a) und b) dargestellte Struktur nicht. Die T2-Gewichtung wurde wie erwünscht durch die Prozedur 3 entfernt.

Diese Ergebnisse werden hier gezeigt, da sie die Korrektheit der im Abschnitt 4.7.4 vorgestellten Prozeduren bestätigen. Wenn in der Geschwindigkeitskarte die Struktur deutlich sichtbar wäre, würde nicht nur die Geschwindigkeit dargestellt werden, sondern auch lokale T2-Änderungen hätten einen Einfluss auf die Geschwindigkeitskarte. Die Prozedur 3 entfernt aber diese Abhängigkeit von der Signalerhöhung.

9.5 Rapsmessungen

Dargestellt sind einzelne aus Abbildung 45 vergrößerte Bilder. Der Zeitverlauf des mittleren Flusses ist als Graph dargestellt. (Matrix 100x100; 15x15 mm; Schicht 4 mm; TE 10 ms; TR 1,8s; τ 1.2 ms; 120mT/m; Mittelungen 15; Echozahl 100)



Referenzen

1. Reisdorff, R.L.C., *Nutzpflanzenkunde*. 2007: Georg Thieme Verlag.
2. WBGU, *Welt im Wandel - Erhaltung und nachhaltige Nutzung der Biosphäre (Jahresgutachten)*. 2000.
3. Zeiger, L.T.E., *Plant Physiology*. 1991: The Benjamin/Cummings Publishing Company.
4. Dixon, H.H. and J. Joly, *On the ascent of sap*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. B, 1895: p. 563-576.
5. Koch, G.W., et al., *The limits to tree height*. Nature, 2004. **428**(6985): p. 851-854.
6. Meinzer, F.C., M.J. Clearwater, and G. Goldstein, *Water transport in trees: current perspectives, new insights and some controversies*. Environmental and Experimental Botany, 2001. **45**(3): p. 239-262.
7. Tyree, M.T., *The cohesion-tension theory of sap ascent: current controversies*. Journal of Experimental Botany, 1997. **48**(10): p. 1753-1765.
8. Zimmermann, U., et al., *Mechanisms of long-distance water transport in plants: a re-examination of some paradigms in the light of new evidence*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series B: Biological Sciences, 1993. **341**(1295): p. 19-31.
9. Borisjuk, L., H. Rolletschek, and T. Neuberger, *Surveying the plant's world by magnetic resonance imaging*. The Plant Journal, 2012. **70**(1): p. 129-146.
10. Bottomley, P.A., H.H. Rogers, and T.H. Foster, *NMR imaging shows water distribution and transport in plant root systems in situ*. Proceedings of the National Academy of Sciences, 1986. **83**(1): p. 87-89.
11. Clearwater, M. and C. Clark, *In vivo magnetic resonance imaging of xylem vessel contents in woody lianas*. Plant, Cell & Environment, 2003. **26**(8): p. 1205-1214.
12. Scheenen, T.W., et al., *Quantification of water transport in plants with NMR imaging*. J Exp Bot, 2000. **51**(351): p. 1751-9.
13. Sperry, J.S., U.G. Hacke, and J. Pittermann, *Size and function in conifer tracheids and angiosperm vessels*. American Journal of Botany, 2006. **93**(10): p. 1490-1500.
14. MacROBBIE, E., *Facts and mechanisms: a comparative survey*. Biological Reviews, 1971. **46**(4): p. 429-481.
15. Smith, D. and S. Allen, *Measurement of sap flow in plant stems*. Journal of Experimental Botany, 1996. **47**(12): p. 1833-1844.
16. Borisjuk, L., et al., *Low and high field magnetic resonance for in vivo analysis of seeds*. Materials, 2011. **4**(8): p. 1426-1439.
17. Vanas, H., et al., *In-Situ Plant Water-Balance Studies Using a Portable Nmr Spectrometer*. Journal of Experimental Botany, 1994. **45**(270): p. 61-67.
18. Rokitta, M., et al., *Portable nuclear magnetic resonance imaging system*. Review of Scientific Instruments, 2000. **71**(11): p. 4257-4262.
19. Haishi, T., et al., *Development of a 1.0 T MR microscope using a Nd-Fe-B permanent magnet*. Magnetic Resonance Imaging, 2001. **19**(6): p. 875-880.
20. Wright, S.M., et al., *A desktop magnetic resonance imaging system*. MAGMA, 2002. **13**(3): p. 177-85.
21. Goodson, B., *Mobilizing magnetic resonance*. Physics World, 2006. **19**(5): p. 28-33.
22. Blumich, B., J. Perlo, and F. Casanova, *Mobile single-sided NMR*. Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy, 2008. **52**(4): p. 197-269.
23. Windt, C.W., et al., *A portable Halbach magnet that can be opened and closed without force: The NMR-CUFF*. Journal of Magnetic Resonance, 2011. **208**(1): p. 27-33.
24. Danieli, E., et al., *Mobile sensor for high resolution NMR spectroscopy and imaging*. Journal of Magnetic Resonance, 2009. **198**(1): p. 80-87.

25. Danieli, E., et al., *Small magnets for portable NMR spectrometers*. *Angewandte Chemie International Edition*, 2010. **49**(24): p. 4133-4135.
26. Kimura, T., et al., *Development of a mobile magnetic resonance imaging system for outdoor tree measurements*. *Review of scientific instruments*, 2011. **82**(5): p. 053704.
27. Manz, B., M. Benecke, and F. Volke, *A simple, small and low cost permanent magnet design to produce homogeneous magnetic fields*. *Journal of Magnetic Resonance*, 2008. **192**(1): p. 131-138.
28. Metz, H. and K. Mäder, *Benchtop-NMR and MRI—A new analytical tool in drug delivery research*. *International journal of pharmaceutics*, 2008. **364**(2): p. 170-175.
29. Hoult, D.I. and R. Richards, *The signal-to-noise ratio of the nuclear magnetic resonance experiment*. *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 1976. **24**(1): p. 71-85.
30. Van As, H. and T. Schaafsma, *Noninvasive measurement of plant water flow by nuclear magnetic resonance*. *Biophysical journal*, 1984. **45**(2): p. 469-472.
31. Callaghan, P., C. Eccles, and Y. Xia, *NMR microscopy of dynamic displacements: k-space and q-space imaging*. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 1988. **21**(8): p. 820.
32. Köckenberger, W., et al., *A non-invasive measurement of phloem and xylem water flow in castor bean seedlings by nuclear magnetic resonance microimaging*. *Planta*, 1997. **201**(1): p. 53-63.
33. Rokitta, M., U. Zimmermann, and A. Haase, *Fast NMR flow measurements in plants using FLASH imaging*. *Journal of Magnetic Resonance*, 1999. **137**(1): p. 29-32.
34. Scheenen, T., et al., *Microscopic displacement imaging with pulsed field gradient turbo spin-echo NMR*. *Journal of Magnetic Resonance*, 2000. **142**(2): p. 207-215.
35. Scheenen, T., et al., *Microscopic imaging of slow flow and diffusion: a pulsed field gradient stimulated echo sequence combined with turbo spin echo imaging*. *Journal of Magnetic Resonance*, 2001. **151**(1): p. 94-100.
36. Walton, J.H. and M.S. Conradi, *Flow velocity measurement with ac gradients*. *Magn Reson Med*, 1987. **4**(3): p. 274-81.
37. Callaghan, P.T., *Principles of nuclear magnetic resonance microscopy*. Vol. 3. 1991: Clarendon Press Oxford.
38. De Graaf, R.A., *In vivo NMR spectroscopy: principles and techniques*. 2008: John Wiley & Sons.
39. Levitt, M.H., *Spin dynamics: basics of nuclear magnetic resonance*. 2008: John Wiley & Sons.
40. Zeeman, P., *XXXII. On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance*. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 1897. **43**(262): p. 226-239.
41. Bloch, F., *Nuclear induction*. *Physical review*, 1946. **70**(7-8): p. 460.
42. Purcell, E.M., *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*. *Physical Review*, 1946. **69**: p. 681.
43. Cercignani, C., *The Boltzmann equation*. 1988: Springer.
44. F. Bloch, A.S., *Magnetic resonance for non rotating fields*. *Physical Review*, 1940. **57**: p. 522-527.
45. Ramsey, N.F., *Resonance Transitions Induced by Perturbations at 2 or More Different Frequencies*. *Physical Review*, 1955. **100**(4): p. 1191-1194.
46. Nyquist, H., *Thermal agitation of electric charge in conductors*. *Physical review*, 1928. **32**(1): p. 110-113.
47. Meinke, H., *Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen*. 1961, Springer Verlag.
48. Sukstanskii, A.L. and D.A. Yablonskiy, *Theory of FID NMR signal dephasing induced by mesoscopic magnetic field inhomogeneities in biological systems*. *Journal of Magnetic Resonance*, 2001. **151**(1): p. 107-117.

49. Lauterbur, P.C., *Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance*. Nature, 1973. **242**(5394): p. 190-191.
50. Twieg, D.B., *The k-trajectory formulation of the NMR imaging process with applications in analysis and synthesis of imaging methods*. Medical Physics, 1983. **10**(5): p. 610-621.
51. Hahn, E.L., *Spin echoes*. Physical Review, 1950. **80**(4): p. 580.
52. Carr, H.Y. and E.M. Purcell, *Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments*. Physical Review, 1954. **94**(3): p. 630.
53. Meiboom, S. and D. Gill, *Modified spin-echo method for measuring nuclear relaxation times*. Review of scientific instruments, 1958. **29**(8): p. 688-691.
54. Ralf Kartäusch, T.D., Stefan Wintzheimer, Michael Ledwig, Peter Michael Jakob, Florian Fidler. *Compact magnet design with significantly reduced eddy currents based on ferrite material*. in *International Conference on Magnetic Resonance Microscopy*. 2011.
55. Ohme, C., *Bau eines mobilen Kernspintomographen für in-vivo Messungen*, in *Lehrstuhl für Experimentelle Physik V*. 2012, Universität Würzburg.
56. Oppelt, D., *Bau eines mobilen Sensors für Flussmessungen an Pflanzen mittels magnetischer Kernresonanz*, in *Lehrstuhl für Experimentelle Physik V*. 2013, Universität Würzburg.
57. Halbach, K., *Strong Rare-Earth Cobalt Quadrupoles*. Ieee Transactions on Nuclear Science, 1979. **26**(3): p. 3882-3884.
58. Halbach, K., *Design of Permanent Multipole Magnets with Oriented Rare-Earth Cobalt Material*. Nuclear Instruments & Methods, 1980. **169**(1): p. 1-10.
59. Coey, J.M.D., *Permanent magnet applications*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2002. **248**(3): p. 441-456.
60. Brown, T.R., B.M. Kincaid, and K. Ugurbil, *Nmr Chemical-Shift Imaging in 3 Dimensions*. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America-Biological Sciences, 1982. **79**(11): p. 3523-3526.
61. Wintzheimer, S., *Gradientensysteme für die mobile Magnetresonanz-Tomographie*, in *Lehrstuhl für Experimentelle Physik V*. 2008, Universität Würzburg.
62. Bartusek, K., R. Kubasek, and P. Fiala, *Determination of pre-emphasis constants for eddy current reduction*. Measurement Science & Technology, 2010. **21**(10).
63. Fry, M.E., et al., *A programmable eddy-current compensation system for MRI and localized spectroscopy*. J Magn Reson Imaging, 1997. **7**(2): p. 455-8.
64. Gach, H.M., et al., *A programmable pre-emphasis system*. Magn Reson Med, 1998. **40**(3): p. 427-31.
65. Mansfield, P. and B. Chapman, *Multishield Active Magnetic Screening of Coil Structures in Nmr*. Journal of Magnetic Resonance, 1987. **72**(2): p. 211-223.
66. Haas, G. *Übertrager*. 2014; Available from: <http://www.jogis-roehrenbude.de/Radiobasteln/Trafobasteln/Uebertrager.htm>.
67. A. Lu, B.L.D., K. B. Pauly. *A Simple Approach to Measure and Correct for B0 and Linear Eddy Currents*. in *Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 14*. 2006.
68. Duyn, J.H., et al., *Simple correction method for k-space trajectory deviations in MRI*. Journal of Magnetic Resonance, 1998. **132**(1): p. 150-153.
69. Paul Gurney, J.P.a.D.G.N. *A Simple Method for Measuring B0 Eddy Currents*. in *Proc. Intl. Soc. Mag. Reson. Med. 13*. 2005.
70. Gensler, D., *Bau und Optimierung von Hochfrequenz-Spulen für die mobile Magnetresonanztomographie*, in *Lehrstuhl für Experimentelle Physik V*. 2009, Universität Würzburg.
71. Sacolick, L.I., et al., *B1 mapping by Bloch-Siegert shift*. Magn Reson Med, 2010. **63**(5): p. 1315-22.
72. Wolfesperger, H., *Elektromagnetische Schirmung Theorie und Praxisbeispiele*. 2008: Springer Verlag.

73. Hoult, D.I. and P.C. Lauterbur, *Sensitivity of the Zeugmatographic Experiment Involving Human Samples*. Journal of Magnetic Resonance, 1979. **34**(2): p. 425-433.
74. Robert, E.C., *Field Theory of Guided Waves*. Wiley-IEEE Press, 1990(2).
75. Kartäusch, R., et al., *Optimization of the AC-gradient method for velocity profile measurement and application to slow flow*. Journal of Magnetic Resonance, 2014.
76. Einstein, A., *Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen*. Annalen der physik, 1905. **322**(8): p. 549-560.
77. Smoluchowski, M., *The kinetic theory of Brownian molecular motion and suspensions*. Ann. Phys, 1906. **21**: p. 756-780.
78. Torrey, H.C., *Bloch equations with diffusion terms*. Physical Review, 1956. **104**(3): p. 563.
79. Stejskal, E.O. and J.E. Tanner, *Spin Diffusion Measurements: Spin Echoes in the Presence of a Time-Dependent Field Gradient*. Journal of Chemical Physics, 1965. **42**(1): p. 288-+.
80. Le Bihan, D., et al., *Imaging of diffusion and microcirculation with gradient sensitization: design, strategy, and significance*. Journal of Magnetic Resonance Imaging, 1991. **1**(1): p. 7-28.
81. Bloembergen, N., E.M. Purcell, and R.V. Pound, *Relaxation effects in nuclear magnetic resonance absorption*. Physical Review, 1948. **73**(7): p. 679.
82. Singer, J., *Blood flow rates by nuclear magnetic resonance measurements*. Science, 1959. **130**(3389): p. 1652-1653.
83. Packer, K., *The study of slow coherent molecular motion by pulsed nuclear magnetic resonance*. Molecular Physics, 1969. **17**(4): p. 355-368.
84. Packer, K., C. Rees, and D. Tomlinson, *Studies of diffusion and flow by pulsed NMR techniques*. Advances in Molecular Relaxation Processes, 1972. **3**(1): p. 119-131.
85. Garroway, A., *Velocity measurements in flowing fluids by MNR*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1974. **7**(14): p. L159.
86. Redpath, T.W., et al., *A New Method of Nmr Flow Imaging*. Physics in Medicine and Biology, 1984. **29**(7): p. 891-895.
87. Bourgeois, D. and M. Decors, *Quantitative imaging of slow coherent motion by stimulated echoes with suppression of stationary water signal*. Journal of Magnetic Resonance (1969), 1991. **94**(1): p. 20-33.
88. Haase, A., et al., *Magnetization-prepared NMR microscopy*. Journal of Magnetic Resonance, Series A, 1993. **105**(2): p. 230-233.
89. Callaghan, P., W. Kockenberger, and J. Pope, *Use of difference propagators for imaging of capillary flow in the presence of stationary fluid*. Journal of Magnetic Resonance, Series B, 1994. **104**(2): p. 183-188.
90. Wehrli, F., et al., *Time-of-flight MR flow imaging: selective saturation recovery with gradient refocusing*. Radiology, 1986. **160**(3): p. 781-785.
91. Stejskal, E., *Use of Spin Echoes in a Pulsed Magnetic-Field Gradient to Study Anisotropic, Restricted Diffusion and Flow*. The Journal of Chemical Physics, 1965. **43**(10): p. 3597-3603.
92. Pope, J. and S. Yao, *Quantitative NMR imaging of flow*. Concepts in Magnetic Resonance, 1993. **5**(4): p. 281-302.
93. Dumoulin, C., et al., *Three-dimensional phase contrast angiography*. Magnetic Resonance in Medicine, 1989. **9**(1): p. 139-149.
94. Twieg, D.B., J. Katz, and R.M. Peshock, *A General Treatment of Nmr Imaging with Chemical-Shifts and Motion*. Magnetic Resonance in Medicine, 1987. **5**(1): p. 32-46.
95. Amar, A., B. Blümich, and F. Casanova, *Rapid Multiphase Flow Dynamics Mapped by Single-Shot MRI Velocimetry*. ChemPhysChem, 2010. **11**(12): p. 2630-2638.
96. Haase, A., et al., *FLASH imaging. Rapid NMR imaging using low flip-angle pulses*. Journal of Magnetic Resonance (1969), 1986. **67**(2): p. 258-266.

97. Heuer, A. and U. Haerberlen, *A New Method for Suppressing Baseline Distortions in Ft Nmr*. Journal of Magnetic Resonance, 1989. **85**(1): p. 79-94.
98. Alsop, D.C., *Phase insensitive preparation of single-shot RARE: Application to diffusion imaging in humans*. Magnetic resonance in medicine, 1997. **38**(4): p. 527-533.
99. Schick, F., *SPLICE: Sub-second diffusion-sensitive MR imaging using a modified fast spin-echo acquisition mode*. Magnetic resonance in medicine, 1997. **38**(4): p. 638-644.
100. Norris, D.G., et al., *On the application of ultra-fast rare experiments*. Magnetic resonance in medicine, 1992. **27**(1): p. 142-164.
101. Otting, G., et al., *Origin of τ_2 and τ_2 ridges in 2D NMR spectra and procedures for suppression*. Journal of Magnetic Resonance (1969), 1986. **66**(1): p. 187-193.
102. Schelhorn, C., P.M. Jakob, and F. Fidler, *Rapid spectroscopic velocity quantification using periodically oscillating gradients*. Journal of Magnetic Resonance, 2012. **214**: p. 175-183.
103. McCall, D.W. and D.C. Douglass, *The effect of ions on the self-diffusion of water. I. Concentration dependence*. The Journal of Physical Chemistry, 1965. **69**(6): p. 2001-2011.
104. Kontor, T. 2014 15.10.2014]; Available from: [<http://www.magnetkontor.de/content/de/ueber-NdFeB-Magnete.html>].
105. Taylor, G., *Dispersion of Soluble Matter in Solvent Flowing Slowly through a Tube*. Proceedings of the Royal Society of London Series a-Mathematical and Physical Sciences, 1953. **219**(1137): p. 186-203.
106. Nabors, M.W., *Botanik*. 2007: Pearson Deutschland GmbH.
107. Sitte, P., et al., *Strasburger Lehrbuch der Botanik*. Spectrum, Heidelberg, DE, 2002.
108. Askenasy, E., *Über das Saftsteigen*. Verhandlungen des Naturhistorisch-Medizinischen Vereins Heidelberg, 1895. **5**: p. 325-345.
109. Hacke, U.G., et al., *Trends in wood density and structure are linked to prevention of xylem implosion by negative pressure*. Oecologia, 2001. **126**(4): p. 457-461.
110. Munch, E., *Stoffbewegungen in der Pflanze*. 1930.
111. Rittershofer, B. *Schwarz-Erle (Alnus glutinosa)*. 2011 [cited 2014 27.11.2014]; Available from: <http://www.rittershofer.com/Wald/Baumarten/Erle/erle.html>.
112. Reed, D.W. *ANATOMICAL BASIS FOR THE TYPE CUTS USED IN LAYERING* 15.10.2014]; Available from: <http://generalhorticulture.tamu.edu/lectsupl/propaga/propaga.html>.
113. Jörg. 2014 [cited 2014 08.10.2014]; Available from: <http://www.mikroskopie-forum.de/index.php?topic=5770.0>.
114. Hardy Rolletschek, E.G.-B., Eberhard Munz, Volodja Radchuk, Ralf Kartäusch, Henning Tschiersch, Falk Schreiber, Peter M. Jakob, and Ljudmilla Borisjuk, *Metabolic Architecture of the Cereal Grain and Its Relevance to Maximize Carbon Use Efficiency*. Plant Physiology, 2015.
115. Morneburg, *Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik* 1995: Publicis MCD Verlag.
116. Rokitta, M., *Funktionelle MR-Bildgebung an intakten Pflanzen*, in EP V. 2000, Universität Würzburg.
117. Van As, H. and J. van Duynhoven, *MRI of plants and foods*. Journal of Magnetic Resonance, 2013. **229**: p. 25-34.
118. Windt, C.W., et al., *MRI of long-distance water transport: a comparison of the phloem and xylem flow characteristics and dynamics in poplar, castor bean, tomato and tobacco*. Plant Cell and Environment, 2006. **29**(9): p. 1715-1729.
119. Kartäusch, R., et al. *Spatial phase encoding using a Bloch–Siegert shift gradient*. in *Proceedings 21st Scientific Meeting, International Society for Magnetic Resonance in Medicine, Salt Lake City*. 2013.
120. Kartäusch, R., et al., *Spatial phase encoding exploiting the Bloch–Siegert shift effect*. Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine, 2013: p. 1-9.

121. Emsley, L. and G. Bodenhausen, *Phase-Shifts Induced by Transient Bloch-Siegert Effects in Nmr*. Chemical Physics Letters, 1990. **168**(3-4): p. 297-303.
122. A. Gotschy, U.C.H., T. C. Basse-Lüsebrink, A. Fischer, M. Choli, T. Kampf, V. Sturm, D. Neumann, V. Herold, H. Köstler, D. Hahn, G. Stoll, W. R. Bauer, P. M. Jakob. *Rapid and low SAR B1-Mapping using a BURST-based Bloch-Siegert-Shift Sequence*. in *Proceedings of the 20th scientific meeting, International Society for Magnetic Resonance in Medicine*. Melbourne.
123. Basse-Lusebrink, T.C., et al., *Fast CPMG-based Bloch-Siegert B-1(+) mapping*. Magnetic Resonance in Medicine, 2012. **67**(2): p. 405-418.
124. Canet, D., *Radiofrequency field gradient experiments*. Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy, 1997. **30**: p. 101-135.
125. Hoult, D.I., *Rotating Frame Zeugmatography*. Journal of Magnetic Resonance, 1979. **33**(1): p. 183-197.
126. Levitt, M.H., *Composite Pulses*, in *Encycl Magn Reson*. 1986.
127. Duan, Q., P. van Gelderen, and J. Duyn, *Improved Bloch-Siegert based B(1) mapping by reducing off-resonance shift*. NMR Biomed, 2013.
128. Hartmann, S.R. and E.L. Hahn, *Nuclear Double Resonance in Rotating Frame*. Physical Review, 1962. **128**(5): p. 2042-&.
129. Gallichan, D., et al., *Simultaneously Driven Linear and Nonlinear Spatial Encoding Fields in MRI*. Magnetic Resonance in Medicine, 2011. **65**(3): p. 702-714.
130. Hennig, J., et al., *Parallel imaging in non-bijective, curvilinear magnetic field gradients: a concept study*. Magnetic Resonance Materials in Physics Biology and Medicine, 2008. **21**(1-2): p. 5-14.
131. Schultz, G., et al., *Reconstruction of MRI Data Encoded With Arbitrarily Shaped, Curvilinear, Nonbijective Magnetic Fields*. Magnetic Resonance in Medicine, 2010. **64**(5): p. 1390-1404.
132. Kadah, Y.M. and X.P. Hu, *Algebraic reconstruction for magnetic resonance imaging under B-0 inhomogeneity*. IEEE Transactions on Medical Imaging, 1998. **17**(3): p. 362-370.
133. Weiger, M., F. Hennel, and K.P. Pruessmann, *Sweep MRI with algebraic reconstruction*. Magnetic Resonance in Medicine, 2010. **64**(6): p. 1685-1695.
134. Weiger, M., K.P. Pruessmann, and F. Hennel, *MRI with zero echo time: hard versus sweep pulse excitation*. Magnetic Resonance in Medicine, 2011. **66**(2): p. 379-389.
135. Sturm, V.J.F., et al., *Improved encoding strategy for CPMG-based Bloch-Siegert B-1(+) mapping*. Magnetic Resonance in Medicine, 2012. **68**(2): p. 507-515.
136. Kirkpatrick, S., C.D. Gelatt, and M.P. Vecchi, *Optimization by Simulated Annealing*. Science, 1983. **220**(4598): p. 671-680.
137. Friedrich, J. and R. Freeman, *Spatial Localization Using a Straddle Coil*. Journal of Magnetic Resonance, 1988. **77**(1): p. 101-118.
138. Poprygin, D., *Bau eines HF-Spulensystems zur linearen Ortskodierung mittels Bloch-Siegert Shift Effekts*, in *EP V*. 2014, Universität Würzburg.
139. Ardelean, I., A. Scharfenecker, and R. Kimmich, *Two-pulse nutation echoes generated by gradients of the radiofrequency amplitude and of the main magnetic field*. Journal of Magnetic Resonance, 2000. **144**(1): p. 45-52.
140. Keltner, J., et al., *Electromagnetic fields of surface coil in vivo NMR at high frequencies*. Magnetic resonance in medicine, 1991. **22**(2): p. 467-480.
141. Grissom, W.A., Z. Cao, and M.D. Does, *-selective excitation pulse design using the Shinnar-Le Roux algorithm*. Journal of Magnetic Resonance, 2014. **242**: p. 189-196.
142. Haase, M.S.S.O.A., *Flow encoded NMR spectroscopy for quantification of metabolite flow in intact plants*. Journal of Magnetic Resonance, 2002.

143. Hardy, C., W. Edelstein, and D. Vatis, *Efficient adiabatic fast passage for NMR population inversion in the presence of radiofrequency field inhomogeneity and frequency offsets*. *Journal of Magnetic Resonance* (1969), 1986. **66**(3): p. 470-482.
144. Uğurbil, K., M. Garwood, and A.R. Rath, *Optimization of modulation functions to improve insensitivity of adiabatic pulses to variations in B_1 magnitude*. *Journal of Magnetic Resonance* (1969), 1988. **80**(3): p. 448-469.

Abkürzungsverzeichnis

AC-Methode	Alternierende Gradienten (engl. Alternating Currents)
BS	Bloch-Siebert
BS-SET	Bloch-Siebert Ortskodierungstechnik (engl. spatial encoding technique)
CSI	Chemical shift imaging (ortskodierte Messung der chemischen Verschiebung)
HF	Hochfrequenz
MR	Multi-Spin-Echo
MRT	Magnetresonanz
MSE	Magnetresonanztomographie
SNR	Signal zu Rauschen (engl. Signal Noise Ratio)
T_E	Echozeit
TR	Repetitionszeit. Dauer bis zum Wiederholen der Anregung.
ToF	Time of flight (Markierung einer Schicht und Messung der Bewegung)
TSE	Turbo-Spin-Echo

Veröffentlichungen

Journal Veröffentlichungen

Ralf Kartäusch, Toni Driessle, Thomas Kampf, Thomas Christian Basse-Lüsebrink, Uvo Christoph Hoelscher, Peter Michael Jakob, Xavier Helluy; *Spatial phase encoding exploiting the Bloch-Siegert shift effect*; Magn Reson Mater Phy (2013)

Ralf Kartäusch, Xavier Helluy, Peter Michael Jakob, Florian Fidler; *Optimization of the AC-gradient method for velocity profile measurement and application to slow flow*; J Magn Reson (2014)

Hardy Rolletschek, Eva Grafahrend-Belau, Eberhard Munz, Volodja Radchuk, **Ralf Kartäusch**, Henning Tschiersch, Falk Schreiber, Peter M. Jakob, Ljudmilla Borisjuk; *Metabolic Architecture of the Cereal Grain and Its Relevance to Maximize Carbon Use Efficiency*; Plant Physiology; (2015)

Kerstin Pannek, Florian Fidler, **Ralf Kartäusch**, Peter M. Jakob, Karl-Heinz Hiller; *Contrast agent derived determination of the total circulating blood volume using magnetic resonance*, Magn Reson Mater Phy (2011)

Vorträge

Ralf Kartäusch, Toni Driessle, Thomas Kampf, Thomas. Basse-Lüsebrink, Uvo Hoelscher, Peter Jakob, Florian Fidler, Xavier Helluy; *Spatial phase encoding exploiting the Bloch-Siegert Shift effect*; European Society for Magnetic Resonance in Medicine and Biology (2013)

Ralf Kartäusch, Florian Fidler, Toni Driessle, Thomas Kampf, Thomas Christian Basse-Lüsebrink, Uvo Christoph Hoelscher, Peter Michael Jakob, Xavier Helluy; *Spatial phase encoding using a Bloch-Siegert Shift gradient*; International Society for Magnetic Resonance in Medicine (2013)

Ralf Kartäusch; *Grundlagen der MR Flussmessungen*; Deutsche Sektion- International Society for Magnetic Resonance in Medicine (2014)

Abstracts

Ralf Kartäusch, Toni Drießle, Stefan Wintzheimer, Michael Ledwig, Peter Michael Jakob, Florian Fidler; *Compact magnet design with significantly reduced eddy currents based on ferrite material*; International Conference on Magnetic Resonance Microscopy (2011)

Ralf Kartäusch, Daniel Oppelt, Toni Drießle, Michael Ledwig, S. Wintzheimer, Peter Michael Jakob, Florian Fidler; *Eddy currents reduction for an accessible mobile magnet*; International Conference on Magnetic Resonance Microscopy (2013)

Ralf Kartäusch, Daniel Oppelt, Toni Drießle, Michael Ledwig, S. Wintzheimer, Peter Michael Jakob, Florian Fidler; *Noise reduction for an accessible mobile magnet*; International Conference on Magnetic Resonance Microscopy (2013)

Ralf Kartäusch, Florian Fidler, Toni Drießle, Thomas Kampf, Thomas C. Basse-Lüsebrink, Uvo C. Hoelscher, Peter M. Jakob, Xavier Helluy; *Spatial Phase Encoding Using a Bloch-Siegert Shift Gradient*; International Society for Magnetic Resonance in Medicine (2013)

Ralf Kartäusch, Toni Drießle, Thomas Kampf, Thomas C. Basse-Lüsebrink, Uvo Hoelscher, Peter M. Jakob, Florian Fidler, Xavier Helluy, *Spatial phase encoding exploiting the Bloch-Siegert Shift effect*; European Society for Magnetic Resonance in Medicine and Biology (2013)

Fabian Gutjahr, Stefan Wintzheimer, Michael Ledwig, **Ralf Kartäusch**, Daniel Gensler, Peter M. Jakob, Florian Fidler; *Unilateral Mobile MR: Novel magnet design with a large field of view and adjustable from homogeneous field to a linear gradient up to 2 T/m*; Magnetic Resonance in Porous Media (2010)

Stefan Wintzheimer, Michael Ledwig, Toni Drießle, **Ralf Kartäusch**, Peter Michael Jakob, Florian Fidler; *Portable small animal imaging unit for clinical MRI scanners*; International Society for Magnetic Resonance in Medicine (2012)

Auszeichnungen

ISMRM MERIT AWARD (magna cum laude)	Abstract & Vortrag	ISMRM 2013
Young Investigator Award (zweiter Platz)	Abstract & Paper & Vortrag	ESMRMB 2013

Danksagung

Im Anschluss möchte ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben danken:

- Prof. Dr. Peter. Jakob für die Themenstellung und der Bereitschaft mich auch bei Randthemen wie dem Bloch-Siegert Shift zu unterstützen.
- Dr. Florian Fidler für die Betreuung meiner Arbeit insbesondere bei Design und Bau der Hardware.
- Dr. Xavier Helluy für die vielen fruchtbaren Diskussionen, den großen wissenschaftlichen Input und die Hilfe bei vielen theoretischen Fragestellungen.
- Dr. Karl-Heinz Hiller für die Finanzierung der Arbeit und der immer sehr fairen Behandlung.
- Toni Drießle für die Hilfe bei Schwierigkeiten mit elektronischen Schaltungen.
- Thomas Kampf, Thomas Basse-Lüsebrink für die Hilfe bei der Arbeit am ortsaufgelösten Bloch-Siegert Shift und bei Fragen theoretischer Natur.
- Eberhard Munz für die Zusammenarbeit insbesondere bei den biologischen Fragestellungen.
- Uvo Hölscher, Daniel Gensler, Steffen Lothar für die Diskussionen rund um die MR
- Markus Düring, Gunthard Lykowski für die gemeinsame Arbeit im HF-Labor.
- Stefan Wintzheimer, Michael Ledwig, Toni Drießle für die gemeinsame Weiterentwicklung der Magnete, der MR-Konsole und die spannende Zeit bei Pure Devices.
- Daniel Oppelt für die gemeinsame Arbeit am Flusssensor und an den Flussmessungen.
- Carolin Ohme für die Weiterentwicklung des zugänglichen Magneten.
- Dem Kickerteam aus A032 das mich bereitwillig oft gewinnen ließ.
- Der ganzen EP5 für das tolle Arbeitsklima, gemeinsame Konferenzen und für die große Hilfsbereitschaft.
- Meiner Frau Anne für das große Verständnis, wenn es mal wieder viel zu lange gedauert hat, die HF-Voodoo Hexe mich mal wieder verrückt gemacht hat und der großartigen Hilfe bei der Korrektur der Doktorarbeit.
- Thomas Benkert, Dr. Florian Fidler, Christian Pasold, Markus Düring, Steffen Lothar, Gunther Lykowski, Peter Klauer, Sebastian Schwab, Daniel Gensler, Xavier Helluy für die Korrektur der Thesis.