

**Entwicklung einer
intravaskulären Hochfrequenz-Spule zur
hochauflösenden Gefäßwandmorphologie in der
Magnetresonanztomographie**

Dissertation

**zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)**

dem Fachbereich Physik
der Philipps-Universität Marburg

vorgelegt von

Volker Matschl

aus Bamberg

Marburg/Lahn 2000

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am: 17.04.2001

Erstgutachter: Priv. Doz. Dr. H.J. Jansch

Zweitgutachter: Prof. Dr. K.J. Klose

Tag der mündlichen Prüfung: 28.05.2001

Zusammenfassung

Nach diversen Vorarbeiten, die sich mit endoluminalen Spulen in Größe von Endorektalspulen beschäftigten, war es gelungen, eine MR-Spule (MR: Magnetresonanz) in Form eines PTA-Ballon-Katheters (PTA: Perkutane Transluminale Angioplastie) zu fertigen.

Durch Unterstützung von eigenen Computersimulationen gelang die Entwicklung und mathematisch-physikalische Herleitung einer neuartigen Spulenarchitektur mit einer völlig konzentrischen Ausleuchtung der Gefäßwand ohne das Signal-zu-Rausch Verhältnis oder die Signaleindringtiefe negativ zu beeinflussen. Diese Spulenarchitektur befindet sich auf einem zweiten inneren Ballon. Die von ihr erzeugte magnetische Feldverteilung weist im „Fernfeld“ Dipolcharakter auf und fällt demzufolge radialsymmetrisch mit $1/r^2$ mit dem Abstand nach außen ab.

Die Probleme wie der Bau eines extrem dünnen Außenballons aus einem biokompatiblen Material, einer speziellen Zuleitung mit vier separaten Lumina und eines eigens entworfenen Anschlußstücks wurden gelöst. Es blieb trotz des komplexen Aufbaus des neuen Katheters möglich, diesen durch eine 8 French (2,7 mm)-Schleuse in der Arterie zu plazieren und diesen auch relativ leicht durch das Gefäß zu manövrieren.

Die allgemein für endoluminale Spulen entworfene Elektronik ermöglicht Katheter nahezu beliebiger Länge auf die gewünschte Resonanzfrequenz abzustimmen. Die Spule wurde der Anwendung entsprechend so konstruiert, daß sie möglichst in z-Richtung orientiert sein muß, um MR-sensitiv zu sein. Drehungen des Katheters um die z-Achse führten anfangs zu störenden Feldverzerrung, welche aber durch eine neue Elektronik verhindert werden konnten. Da das Einführen leitender Materialien in einem Kernspintomographen durch die hohen HF-Sendepulse zu schädlichen Erwärmungen bzw. Verbrennung des Patienten führen kann, wurde dieser Aspekt zusätzlich gründlich untersucht. Die erstmals getestete Kombination von intravaskulären HF-Empfangsspulen und sogenannten Mantelwellensperren reduziert die Temperaturentwicklung bis zu 65%. Außerdem ist zu erwarten, daß bei dem hier zur Verfügung stehenden 1,0 Tesla starken Tomographen dieser Effekt um 45% geringer ausfällt als bei 1,5 Tesla. Zudem wurde darauf geachtet, daß keine leistungsintensiven Sequenzen verwendet wurden. Es muß auch erwähnt

werden, daß das Konzept des Doppelballons den entscheidenden Vorteil mit sich bringt, daß die Leiter nicht direkt an der Gefäßwand anliegen, wie dies bei einem herkömmlichen Einfachballon der Fall ist. Zusätzlich befindet sich in den beiden Ballonen ein Kühlungsmedium mit einer hohen Wärmekapazität. Das hier erstmals zu Einsatz kommende Inflationsmedium D₂O hat die Eigenschaft kein Signal zu liefern. Somit erhält man kein störendes Signal aus dem Balloninneren und die Gefäßwand ist eindeutig zu erkennen. Laut Rücksprache mit der Chemischen Fakultät der Philipps-Universität Marburg weist D₂O keinerlei toxische Nebenwirkungen auf und ist nahezu so zu behandeln wie H₂O.

Die Tierversuche haben gezeigt, daß eine hochauflösende, völlig konzentrische Visualisierung der Gefäßwand und angrenzender Strukturen bis zu einer Eindringtiefe vom zweifachen Spulendurchmesser in akzeptablen Akquisitionszeiten von ca. 5 Minuten bei 1,0 Telsa möglich sind. Die histologischen Befunde lieferten keinerlei Rückschlüsse auf mechanische oder thermische Schädigungen der Gefäßwand.

Nach all diesen ausführlichen und vielseitigen Untersuchungen in Bildqualität und Patientensicherheit ist abschließend zu sagen, daß der hier in Form und Elektronik völlig neu entwickelte intravaskuläre MR-Bildgebungskatheter auf Basis eines PTA-Ballonkatheters auch für die Humanapplikation als geeignet erscheint.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	III
1 Einleitung	1
2 Medizinische Grundlagen	4
2.1 Periphere Verschußkrankheiten.....	4
2.2 Perkutane Transluminale Angioplastie (PTA).....	6
2.3 Restenose nach PTA.....	8
2.4 Klinische Relevanz.....	9
3 Grundlagen der Magnetresonanztomographie	14
3.1 Magnetische Kernresonanz.....	14
3.2 Kernresonanzexperiment.....	16
3.3 Bildrekonstruktion.....	18
3.4 Komponenten eines Kernspintomographen.....	21
3.5 Aufgabe einer HF-Spule.....	23
3.6 Lokale Erwärmungseffekte.....	28
4 Berechnung der Leiterarchitektur	31
4.1 Gesetz von Biot-Savart.....	31
4.2 Konzentrische Ausleuchtung.....	33
4.3 Auswertung.....	40
4.4 Vergleich.....	45
4.5 Ballondurchmesser.....	49
4.6 Endlich lange Leiter.....	50
5 Herstellung der intravaskulären Spule	52
5.1 Anforderungen.....	52
5.2 Außenballon.....	53
5.3 Fertigung des Katheters.....	57
5.4 Anschlußstück.....	60

6	Elektronik	63
6.1	<i>Anpaßschaltung</i>	64
6.2	<i>Verstimmungsschaltung</i>	65
6.3	<i>$\lambda/4$-Schaltung</i>	66
6.4	<i>Kombination</i>	70
6.5	<i>Mantelwellensperre</i>	71
7	Messungen	76
7.1	<i>Phantommessungen</i>	76
7.2	<i>Messungen am Tiermodell</i>	85
7.2.1	<i>„Single-Loop“</i>	86
7.2.2	<i>„Double-Loop“</i>	88
7.3	<i>Histologischer Befund</i>	91
8	Diskussion	93
9	Ausblick	97
	Anhang	102
A	Zur Elektronik.....	102
A.1	<i>Reflexionsfaktor</i>	102
A.2	<i>Smith-Chart</i>	103
A.3	<i>Widerstandstransformation</i>	104
A.4	<i>Widerstand und Leitwert</i>	105
A.5	<i>Bestimmung der Bauelemente</i>	106
B	Theoretische Betrachtungen.....	112
B.1	<i>Sinusförmige Stromverteilung</i>	112
B.2	<i>Berechnung der Leiterposition</i>	118
B.3	<i>Vergleich mit numerischen Ergebnissen</i>	120
B.4	<i>Störung</i>	122
C	Skineffekt.....	124
	Literaturverzeichnis	126
	Danksagung	131

Kapitel 1

Einleitung

Nachdem das Phänomen der kernmagnetischen Resonanz (NMR: Nuclear Magnetic Resonance) von Bloch [Bloch et al. 1946] und Purcell [Purcell et al. 1946] im Jahre 1946 unabhängig voneinander entdeckt wurde, hatte Lauterbur 1973 die Idee, dieses Prinzip für ein bildgebendes Verfahren zu nutzen [Lauterbur 1973]. Im Jahre 1977 entwickelte Damadian den ersten Magnetresonanztomographen (MRT) für klinische Anwendungen am Menschen. Seit dieser Zeit durchlief die Kernspintomographie eine rasante Entwicklung. Durch ständige Verbesserungen der Bildqualität und Reduktion der Meßzeit hat sich die MR-Tomographie (MRT) zu einem der bedeutendsten Verfahren der medizinischen Bildgebung entwickelt. Dies liegt nicht zuletzt daran, daß seit Beginn der 80er Jahre die Industrie, in enger Zusammenarbeit mit Universitäten und Forschungsinstituten, mit großem Aufwand an der Neu- und Weiterentwicklung von Methoden, Hardware und Software arbeitet.

Die MR-Schnittbilder entstehen mit Hilfe des Kernresonanzsignals der Wasserstoffatome des Körpergewebes und weisen daher einen hohen Weichteilkontrast im Vergleich zu anderen in der Medizin etablierten bildgebenden Verfahren, wie z.B. dem Ultraschall (US) oder der Computertomographie (CT), auf. Im Gegensatz zu vergleichbaren Röntgentechniken besteht nach allen bisherigen Erfahrungen bei der MR-Untersuchung kein gesundheitliches Risiko für den Patienten.

Zur Erhöhung der Ortsauflösung der Aufnahmen verwendet man lokale Empfangsspulen (z.B. Kopfspule, Kniespule, etc.), die nur für einen kleinen Volumenbereich sensitiv sind und sich durch ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR: Signal-to-Noise Ratio), verglichen mit der Ganzkörperspule (Bodyresonator), auszeichnen. Folgendes Beispiel

verdeutlicht den Vorteil, eine Empfangsspule zu verwenden, die für eine spezielle MR-Anwendung ausgelegt ist (Abb. 1a und 1b). Dargestellt sind zwei MR-Aufnahmen der menschlichen Hand, die im linken Bild mit einer Kopfspule und im rechten Bild unter Verwendung einer Handgelenkspule akquiriert worden sind. Bei identischen Aufnahmeparametern erzielt man eine Steigerung des SNR um den Faktor 5.

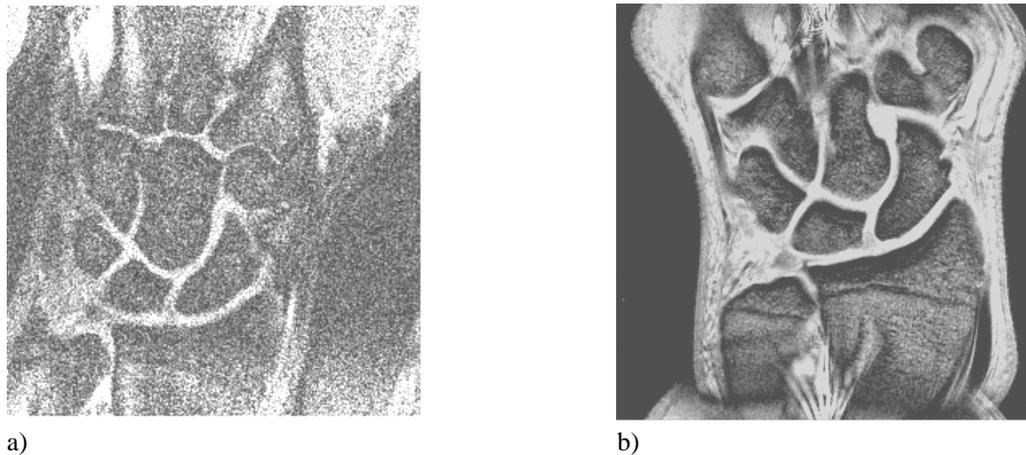


Abb. 1: MRT-Schnittbilder des menschlichen Handgelenks unter Verwendung einer Kopfspule (1a) bzw. einer Handgelenkspule (1b) [Weisser 1999].

Die örtliche Auflösung der derzeitigen konventionellen MRT's ist nicht ausreichend, um die verschiedenen Strukturen der Gefäßwand (Intima, Media und Adventitia; Kapitel 2.1) klar darzustellen und insbesondere voneinander zu differenzieren. Eine lokale Empfangsspule im Sinne einer intravaskulär¹ anzuwendenden HF-Spule (HF: Hochfrequenz) würde die Bildqualität in ihrer unmittelbaren Umgebung verbessern und damit die prinzipielle Möglichkeit hochauflöster MRT-Bilder bieten, so daß eine Differenzierung von Intima, Media und Adventitia möglich wird.

Ziel der vorgestellten Arbeit ist die Entwicklung einer entsprechend miniaturisierten HF-Spule zur Applikation in peripheren Arterien (z.B. Oberschenkel), so daß dort Mechanismen der Restenoseentwicklung (Kapitel 2.3) nach erfolgreicher Perkutaner Transluminaler Angioplastie² (PTA; Kapitel 2.2) morphologisch (Gestalt und Aufbau betreffend) im submakroskopischen Bereich dargestellt werden können.

¹ intravaskulär: innerhalb eines Gefäßes.

² perkutan: durch die Haut hindurch; transluminale Angioplastie: Aufdehnung krankhafter Blutgefäßverschlüsse mit einem an einem Katheter befestigten Ballon. Dieser wird innerhalb des Blutgefäßes bis zur Engstelle vorgeschoben und dann gespreizt; frühere Bezeichnung: Ballondilatation.

Es wurde darauf geachtet, daß die Konstruktion, die Anwendung und die Abmessungen der Spule einem derzeit standardmäßig verwendeten angiographischen³ Katheter gleichen. Die Abbildungseigenschaften der entwickelten Spule sollen am Tiermodell evaluiert und die maximale räumliche und zeitliche Auflösung, die unter Verwendung allgemein anwendbarer Meß-Sequenzen erreicht werden kann, dokumentiert werden.

³ Angiographie: röntgenographische Darstellung von Blutgefäßen mit Hilfe injizierter Kontrastmittel.

Kapitel 2

Medizinische Grundlagen

Das Gefäßsystem spielt eine zentrale Rolle bei der Aufrechterhaltung der Kreislauffunktion im menschlichen Körper. Pathologische (krankhaft) Veränderungen des kardiovaskulären (Herz und Gefäße betreffend) Systems haben gravierende Auswirkungen auf die Lebensvorgänge des Organismus. Die Funktionsdiagnostik der Gefäße nimmt eine wichtige Stellung ein, da sie es ermöglicht, Störungen im kardiovaskulären Bereich rechtzeitig zu erkennen, um entsprechende Therapiemaßnahmen in die Wege zu leiten.

Eine herausragende Rolle spielen hierbei die radiologischen Verfahren, die in bezug auf die räumliche Auflösung und die anatomische Zuordnung deutliche Vorteile bietet. So ist die Entwicklung der Funktionsdiagnostik der Gefäße eng mit dem Fortschritt auf dem Gebiet der radiologischen Untersuchungstechnik verknüpft.

2.1 Periphere Verschußkrankheit

Der folgende Unterpunkt orientiert sich stark an der Darstellung in dem Werk „Klinische Radiologie; Arterien und Venen“ von F.H.W. Heuck [Heuck 1997].

Die periphere arterielle Verschußkrankheit (pAVK) ist definiert als die Funktionseinschränkung der nutritiven (zu ernährenden) Extremitäten durch Einengung oder Verschuß von Arterien und dem daraus folgenden Auftreten von Symptomen.

Ursache der pAVK ist in über 50% der Patienten die Atherosklerose, d.h. die pAVK ist eine Erkrankung älterer Menschen (Sklerose: Verhärtung durch Kollagenfaservermehrung⁴; Atherom: breiartiges Lipoidmaterial⁵). Atherosklerose ist ein Oberbegriff, der allgemein die

⁴ Kollagen: „Leimbildner“, Gerüsteiweiß, stark quellende Eiweißkörper u.a. im Bindegewebe.

⁵ Lipoid: uneinheitliche Gruppe fettähnlicher Substanzen, die in allen Zellen vorkommen.

erworbene fibrotische (Vermehrung des Bindegewebes) Verdickung der Arterienwand bezeichnet.

Es handelt sich um eine nichtentzündliche Arterienerkrankung mit Verdickung und Verhärtung der Wand unter Elastizitätsverlust. Diese chronischen herdförmigen Arterienveränderungen können zu Stenosen (Verengungen) bzw. vollständigen Gefäßverschlüssen führen. Die Erkrankung geht im wesentlichen von der Intima⁶ aus (Abb. 2.1), es entstehen funktionelle oder morphologische Endothelschädigungen⁷, die zu Monozyten⁸ und Thrombozyten⁹-Wandadhäsionen führen. Hier wird ein Plättchenwachstumsfaktor (PDGF: Platelet derived growth factor) freigesetzt, der eine Proliferation¹⁰ und Migration¹¹ glatter Muskelzellen der Media¹² in die Intima induziert. Über die Muskelzellen entstehen die atheromatösen¹³ Plaques, die Kollagen, Elastin¹⁴ und Proteoglykane¹⁵ enthalten. Diese Parietalthrombose¹⁶ kann sich dann zu einem größeren wandständigen Thrombus entwickeln und dadurch das Lumen zunehmend einengen oder vollständig verschließen.

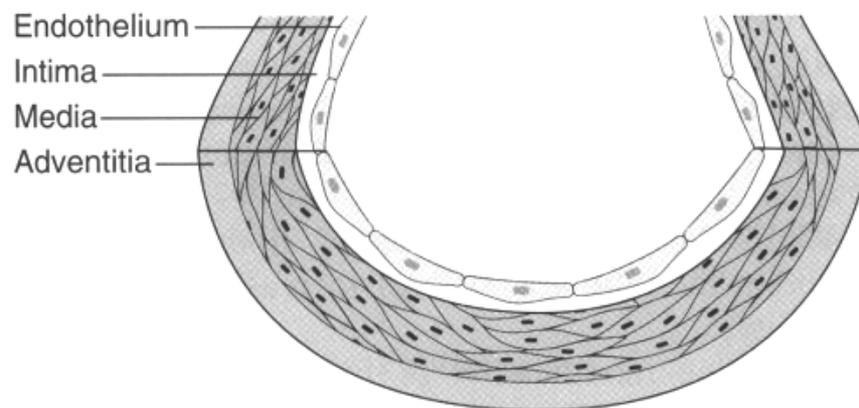


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Aufbaus eines Gefäßes; Endothel, Intima, Media, Adventitia¹⁷ [Cotran et al. 1999].

⁶ Intima: innere Schicht der Wandung der Blutgefäße.

⁷ Endothel: Schicht, welche die Innenfläche der Blut- und Lymphgefäße auskleidet.

⁸ Monozyt: größtes Blutkörperchen im peripheren Blut.

⁹ Thrombozyt: „Blutplättchen“, Formelemente des Blutes, die die Blutgerinnung einleiten.

¹⁰ Proliferation: Wucherung des Gewebes durch Zellvermehrung.

¹¹ Migration: physiologische Wanderung von Zellen oder Zellbestandteilen durch die Gefäßwand.

¹² Media: die aus elastischen Fasern und Muskelfasern bestehende mittlere Schicht der Wandung der Blutgefäße.

¹³ Atherom: degenerative Veränderung der Gefäßwand bei Atherosklerose.

¹⁴ Elastin: Gerüsteiweiß der elastischen Fasern in den Bindegeweben.

¹⁵ Proteoglykan: Sammelbezeichnung für Eiweißanteile enthaltene Polyaccharidverbindungen; Hauptbestandteile der Knochensubstanz.

¹⁶ parietal: seitlich, zur Wand gehörend.

¹⁷ Adventitia: die aus Bindegewebe und elastischen Fasern bestehende äußere Hülle von Hohlleitern.

Die Ursache der primären Atherosklerose ist nicht endgültig geklärt. Mehrere Risikofaktoren sind aber gut bekannt, wie z.B. arterielle Hypertonie (Bluthochdruck), Hyperlipidämie (Fettstoffwechselstörung), Adipositas (Fettsucht) oder Rauchen. Sekundär entstehen Sklerosen der Gefäßwand nach länger dauernden entzündlichen, mechanischen und physikalischen Schäden. Die Symptomatik der pAVK entsteht relativ spät, da der Blutfluß durch eine Stenose exponentiell mit dem Stenosegrad abnimmt, so daß zumindest unter Rahmenbedingungen ein ausreichender Fluß bei bis zu 80%-Stenosen zu erhalten ist [Heuck 1997].

Wegen des relativ späten Auftretens von Symptomen wird die Häufigkeit der pAVK sicherlich unterschätzt. Die pAVK findet sich bei 1% der 40-50jährigen, 5% der 50-60jährigen und bei über 7% der 60-70jährigen. Männer sind 5 bis 10 mal häufiger betroffen. Im Alter nimmt jedoch der Geschlechtsunterschied ab [Heuck 1997].

In den 70er Jahren zeigten epidemiologische¹⁸ Studien bei starken Rauchern mit mehr als 20 Zigaretten pro Tag eine 4-fache Häufung der pAVK. Aber auch bei Hypertonie war ein 2-3 mal und bei Diabetes sogar 5 mal stärkeres Risiko, an pAVK zu erkranken, feststellbar [Heuck 1997].

2.2 Perkutane Transluminale Angioplastie

Kardiovaskuläre Erkrankungen stellen in den westlichen Industrienationen die häufigste Todesursache dar [Berliner et al. 1995]. Die Hauptmanifestation dieser Erkrankung, die Atherosklerose, äußert sich in den unterschiedlichen Gefäßsystemen mit Stenosen oder Verschlüssen nutritiver Gefäße. Symptomatische Gefäßokklusionen (Verschlüsse) werden zunehmend mit perkutanen Verfahren angegangen. Als Perkutane Transluminale Angioplastie (PTA) wird im engeren Sinne die Ballondilatation [Dotter et al. 1968] von atherosklerotisch verengten oder verschlossenen Gefäßen bezeichnet.

Der Dilatationskatheter besitzt an seinem vorderen Ende ein 20-40 mm langes Ballonsegment mit einem Außendurchmesser von 3-12 mm, entsprechend den Durchmessern der zu behandelnden Gefäße. Ein zentrales Hauptlumen dient der Kontrastmittelinjektion, der Blutdruckmessung und der Passage eines Führungsdrahtes.

¹⁸ Epidemiologie: Lehre von der Entstehung, Verbreitung und Bekämpfung einer Epidemie bzw. der Verteilung von Krankheiten allgemein, deren Ursachen, Formen und sozialen Folgen in der Bevölkerung.

Der Zugang zum Gefäßsystem erfolgt in der Regel über die Arteria femoralis communis (Oberschenkelschlagader). Diese wird unterhalb des Leistenbandes perkutan punktiert. Über diese Punktion erfolgt die Einlage einer Schleuse (Abb. 2.2a). Diese Schleuse gewährt einen permanenten Zugang zum Gefäßsystem. Durch das eingebaute Rückflußventil wird ein höhergradiger Blutverlust vermieden. Nach Lokalisation der Stenose wird diese in der Regel durch Einlage geeigneter Führungsdrähte überbrückt. Im Falle kompletter Verschlüsse wird unter Zuhilfenahme entsprechender Katheter der Verschuß rekanalisiert.

Wenn der Führungsdraht die Stenose überwunden hat, wird der Ballonkatheter in der Gefäßstenose plaziert (Abb. 2.2b). Der Ballon wird zur Dilatation über einen Nebenkanal mit einer Flüssigkeit unter Druck gefüllt (Abb. 2.2c). Durch die Dilatation kommt es zu einer Kompression und Impression des atheromatösen Plaquematerials in die Gefäßwand und hierdurch zu einem Lumengewinn im Bereich der stenosierten Arterie. Dabei wird die Gefäßwand über ihre normale Größe hinaus aufgedehnt.

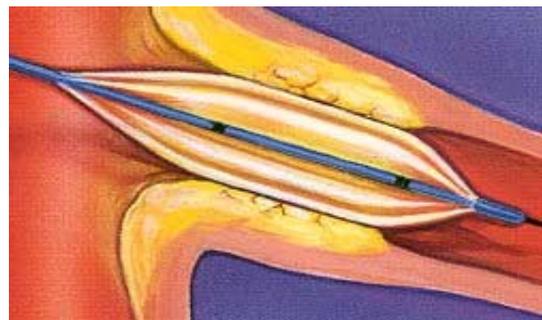
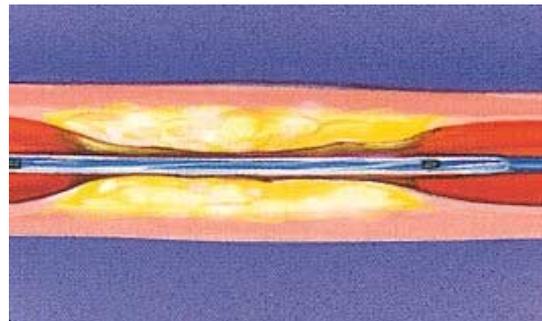


Abb. 2.2: a) Einlage einer Schleuse
b) Positionierung des Ballon-
katheters in der Stenose
c) Inflation des Ballons
[Cordis 1999]

2.3 Restenose nach PTA

Die primären Erfolgsraten dieses Behandlungsverfahrens sind hoch und liegen bei erfahrenen Arbeitsgruppen bei über 90% [Davies et al. 1993]. Ein wesentliches und bislang ungelöstes Problem dieser Behandlungsmethode stellt aber nach wie vor die Restenosierung nach primär erfolgreicher PTA dar; die Raten hierfür liegen bei 30-60% [Davies et al. 1993]. Die Rezidive (Rückfall) sind durch drei Vorgänge bedingt [Alfke 1997]:

- Thrombotische Frühverschlüsse, innerhalb von Tagen bzw. Wochen nach der PTA,
- die Restenose im engeren Sinne, etwa innerhalb des 1. - 6. Monat,
- sowie der Prozeß der Grunderkrankung der Atherosklerose, etwa ab einem Jahr.

Während man für die Prophylaxe der thrombotischen Frühverschlüsse mit Antikoagulantien¹⁹ (Heparin, Cumarin) und Thrombozytenaggregationshemmern²⁰ (ASS: Acetylsalicylsäure) über geeignete Medikamente verfügt und die Risikofaktoren der Atherosklerose hinreichend gut kennt, sind die Kenntnisse über den Prozeß der Restenose derzeit noch unzureichend. Die Analyse und die Erforschung der Pathogenese²¹ restenotischer Läsionen (Verletzungen) haben zwei Theorien der Restenoseentwicklung [Alfke 1997]:

1. Das PTA-Trauma²² führt zu einer entzündungsähnlichen Reaktion innerhalb der Gefäßwand, die zu einer Migration und Proliferation von Muskelzellen sowie zu einer verstärkten Matrixproduktion²³ führt. Die so entstandene INTIMAPROLIFERATION führt zu einer Lumeneinengung.
2. Das PTA-Trauma führt unter anderem durch die lokale Veränderung der Flußverhältnisse zu Umbauvorgängen innerhalb der Gefäßwand. Insbesondere in der Adventitia kommt es zu Veränderungen, die über eine Reduktion des Gefäßdurchmessers zu einer Lumenreduktion führen: VASCULAR REMODELING.

Die internationalen Forschungsaktivitäten im Bereich der Restenose sind umfänglich, lassen sich aber grob in wenige Hauptrichtungen gliedern [Alfke 1997]:

¹⁹ Antikoagulantien: die Blutgerinnung hemmende oder verzögernde Mittel.

²⁰ Thrombozytenaggregationshemmer: Substanz, welche die Anlagerung von Thrombozyten aneinander verhindert.

²¹ Pathogenese: Gesamtheit der an der Entstehung und Entwicklung einer Krankheit beteiligten Faktoren.

²² Trauma: durch äußere Gewalteinwirkung entstandene Verletzung.

²³ Matrix: Bildungsschicht.

1. Arbeiten zum Grundverständnis der zytologischen²⁴ Vorgänge, die nach dem PTA-Trauma in der Gefäßwand ablaufen. Diese experimentellen Arbeiten werden in vitro (Phantom) oder in vivo (Tierversuch oder klinische Versuche) durchgeführt und sollen aufklären helfen, wie die Zellfunktionen gesteuert werden, die zum Prozeß der Gefäßlumeneinengung führen. Das Hauptaugenmerk gilt dabei derzeit den glatten vaskulären Muskelzellen.
2. Arbeiten zur Morphologie der Gefäßwand nach PTA mittels Ultraschall oder Magnetresonanztomographie. Diese Arbeiten sollen klären helfen, ob der Prozess der Intimaproliferation oder des vaskulären Remodelings zur Gefäßwandverengung führt.
3. Therapiestudien zur Verhinderung der Restenose in vivo. Leider sind bisher in den klinischen Versuchen keine durchschlagenden Erfolge erreicht worden, obwohl im Tierversuch einige Ansätze Erfolg brachten. Neuere Ansätze betreffen die lokale Strahlentherapie der Gefäße oder die lokale Pharmakotherapie²⁵ mittels spezieller Katheter.

2.4 Klinische Relevanz

Bei der Beurteilung von Prognose und Verlauf wird der histopathologischen²⁶ Zusammensetzung des atherosklerotischen Plaques zunehmende Bedeutung beigemessen [Small 1988, Fuster et al. 1992]. Eine solche Analyse der Plaquemorphologie ist mit herkömmlich zur Abklärung der atherosklerotischen Gefäßkrankheiten eingesetzten Verfahren nur bedingt bzw. gar nicht möglich. So entspricht die konventionelle Angiographie lediglich einer Luminographie der blutdurchströmten Gefäßteile, die die Beschaffenheit der Gefäßwand vollkommen unbeleuchtet läßt. Um die Plaquestruktur zu analysieren, wurden deshalb Verfahren wie die Angioskopie [Spears et al. 1983] und der intravaskuläre Ultraschall [Waller et al. 1992] evaluiert. Aber auch hier waren die Resultate nicht vielversprechend: Mit der Angioskopie²⁷ gelingt lediglich die Darstellung der Gefäßoberfläche, und der als Goldstandard deklarierte intravaskuläre Ultraschall gelangt durch kalkinduzierte Auslöschphänomene schnell an seine Grenzen [Waller et al. 1992] (Abb. 2.4).

²⁴ Zytologie: Wissenschaft und Lehre von der Zelle, ihrem Aufbau und ihrer Funktion.

²⁵ Pharmakotherapie: medikamentöse Behandlung von Krankheiten.

²⁶ Histopathologie: Lehre von der krankhaften Veränderung der Gewebe bei Mensch, Tier und Pflanze.

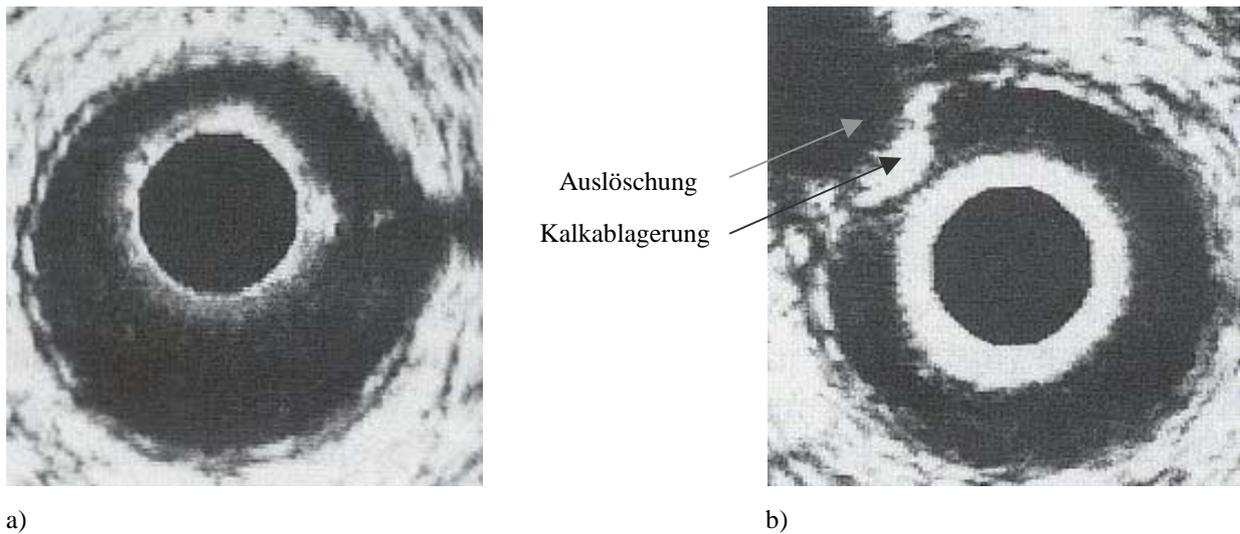


Abb. 2.4: Intravaskulärer Ultraschall: a) intaktes Gefäß; b) Gefäß mit Kalkeinlagerung [Günther 1996].

Mit der CT- und MR-Angiographie haben sich nicht invasive (nicht eindringende) Schnittbildverfahren etabliert, die nicht nur eine Beurteilung des Gefäßlumens, sondern auch der Gefäßwand ermöglichen [Toussaint et al. 1996]. Erlaubt die CT eine Quantifizierung der verkalkten Gefäßwandanteile, so ermöglicht der hohe Weichteilkontrast eine weitergehende Plaquecharakterisierung mit dem MR-Experiment. Eine ausreichend räumliche Auflösung war bislang allerdings nur unter Verwendung langer Untersuchungszeiten in peripheren Gefäßen möglich.

Mit der Applikation intravaskulärer Empfangsspulen [Kandarpa et al. 1993] kann das SNR und damit die räumliche Auflösung durch die unmittelbare Nähe zur Gefäßwand verbessert werden. Die zunächst entwickelten Zylinderspulen (Solenoid) erlaubten zwar eine gute axiale Auflösung im in-vitro Experiment, erwiesen sich jedoch aufgrund ihrer hohen Empfindlichkeit gegenüber pulsativer Blutfußschwankungen für eine in-vivo Anwendung als ungeeignet [Martin et al. 1994]. Die zur Zeit auch untersuchten Konzepte, bei denen eine einzelne Leiterschleife („Single-Loop“) in einem kommerziellen PTA-Ballonkatheter integriert ist [Zimmermann et al. 1997], akquirieren bereits mit einem relativ zufrieden stellenden Ergebnis im Vergleich zur konventionellen Angiographie sowie der hochauflösenden MRT mittels externer Oberflächenspulen.

²⁷ Angioskopie: mikroskopische Untersuchung von Kapillaren.

Verglichen mit den anderen Spulenkonzepten, die bis jetzt zur intravaskulären Applikation evaluiert wurden, vereint das Design der Arbeitsgruppe Zimmermann die Vorteile

- eines geringen Durchmessers des Katheters im deflatierten Zustand (5-8 French bzw. 1,7-2,7 mm),
- einer hohen Flexibilität in der Manövrierbarkeit durch das Gefäß,
- eines langen Bildgebungsbereichs entlang des Katheters über mehrere Zentimeter zum Multislice Imaging,
- einer zuverlässigen Unterdrückung störender, durch den Blutfluß verursachter Bewegungsartefakte, da das Gefäß während der Akquisitionszeit durch den inflatierten Ballon verschlossen ist, und
- einer Steigerung des SNR und der Signaleindringtiefe für angrenzendes Gewebe durch maximale Expansion der Spule beim Inflatieren des Ballons.

Nach unserer Kenntnis und ausführlicher Recherche gibt es bis dato allerdings noch keine Spulenarchitektur, die eine völlig konzentrische Ausleuchtung des MRT-Bildes um die Spule herum ermöglicht. Die bis zum jetzigen Zeitpunkt verwendeten endoluminalen (im Inneren von Hohlorganen) Spulen, wie z.B. Endorektal-Spulen (im Mastdarm) beim präoperativen Staging²⁸ fortgeschrittener Rektumkarzinome [Martin et al. 1988] bzw. entsprechend miniaturisierte Spulen auf Basis kommerzieller Angioplastiekatheter zur Applikation in peripheren Arterien [Zimmermann et al. 1997], bestehen aus einer einfachen Leiterschleife, die auf der Innenseite eines inflatierbaren Ballons montiert ist. Die Folge ist, daß bei der Applikation eines solchen Designs das umliegende Gewebe nicht gleichmäßig ausgeleuchtet wird. Die hohe Signalintensität direkt an den Spulenleitern führt bei der Bildrekonstruktion zu einer lokalen Übersteuerung des MR-Signals, welches demzufolge nicht korrekt dekodiert werden kann (Kapitel 4.2 und Abb. 7.2.1). Andererseits erhält man von den in der Schnittebene, orthogonal zu den Spulenleitern befindlichen Regionen nur ein relativ schwaches Signal. Daraus resultiert eine partiell unvollständige Ausleuchtung der Region-Of-Interest (ROI), was eine zweite, um 90° verdrehte Positionierung des Katheters zur Darstellung der gesamten Lumenwand erforderlich machen kann. Grund dieser Mängel ist die nicht-konzentrische Magnetfeldverteilung um die Empfangsspule herum.

²⁸ Staging: Einstufung einer bösartigen Geschwulst in bezug auf den Grad ihrer Bösartigkeit anhand ihrer Ausbreitung.

Für eine hochdifferenzierende Untersuchung peripherer Gefäße in der MRT sollten Spulen mit einer möglichst konzentrischen Ausleuchtung zur Anwendung kommen, um die Gefäßwandpathologie studieren zu können bzw. einen Therapieerfolg nach endovasaler (intravaskulärer) Therapie evaluieren und gegebenenfalls quantifizieren zu können. Des Weiteren kann mit der Applikation intravaskulärer MR-Spulen mit konzentrischer Ausleuchtung die Untersuchungszeit halbiert werden, da eine zweite Positionierung nicht mehr von Nöten ist.

Zudem muß erwähnt werden, daß die Einführung von leitendem Material möglicherweise zu thermischen, elektrischen und anderen gefährlichen Effekten führen kann. Bei der Applikation intravaskulärer Empfangsspulen müssen somit Erwärmungen des angrenzenden Gewebes bzw. Blutes, die eine maximale Temperaturerhöhung von 4°C übersteigen [Buchli et al. 1988], ausgeschlossen werden können. Publikationen schildern deutlich stärkere Erwärmungseffekte von bis zu 15°C bei 1,5 Tesla starken Kernspintomographen [Wildermuth et al. 1998]. Die Flüssigkeit zum Inflatieren des Ballonsegments könnte hier zusätzlich als Kühlungsmedium fungieren.

Aufgrund der oben geschilderten Vorteile einer intravaskulären MR-Spule auf Basis eines PTA-Ballonkatheters wurde dieser Ansatz weiter verfolgt. Es wurde die Möglichkeit der Realisierung einer zusätzlich konzentrischen Ausleuchtung bei gleichbleibender Signaleindringtiefe untersucht. Des Weiteren wurden ausführliche Untersuchungen zu möglichen Erwärmungseffekten und deren Minimierung durchgeführt. Es war nötig, die zugehörige Elektronik von Grund auf neu zu entwickeln, um den späteren Anforderungen der Humanapplikation gerecht zu werden. Bei der Fertigung des miniaturisierten, komplett modifizierten Ballonkatheters wurde auf minimale Abmessungen bei maximaler Flexibilität geachtet.

Dieser neu entwickelte Bildgebungskatheter soll in erster Linie der morphologischen Charakterisierung einzelner Gefäßwandbestandteile bzw. verschiedener Bestandteile des atherosklerotischen Plaquematerials dienen. So können derzeit etablierte sowie preliminäre Therapiekonzepte im Rahmen der peripheren arteriellen Verschlusskrankheiten validiert bzw. optimiert werden. Die genauen pathophysiologischen²⁹ Mechanismen der Restenose sind zur Zeit nicht vollständig erklärt. Gerade im Hinblick auf die vermeintlichen Mechanismen der Plättchenaggregation, Intimaproliferation und Anlagerung thrombotischen

²⁹ Pathophysiologie: Lehre von den krankhaften Lebensvorgängen und Funktionsstörungen im menschlichen Organismus.

Materials bietet ein Verfahren, mit dem die Gefäßwand direkt nach der Intervention beurteilt werden kann, bezüglich der Interventionsprognose interessante Möglichkeiten.

Kapitel 3

Grundlagen der Kernspintomographie

Der menschliche Körper ist für den Großteil elektromagnetischer Wellen undurchlässig. Röntgenstrahlen werden teilabsorbiert und sind daher Grundlage von CT und Röntgenbildern. Elektromagnetische Wellen können in einem Frequenzbereich von ungefähr 3 - 300 MHz den menschlichen Körper durchdringen. Auf diesem Faktum beruht das Verfahren der medizinischen Bildgebung mit elektromagnetischen Strahlen, die Kernspintomographie. Grundlage ist das Prinzip der magnetischen Kernresonanz.

Das folgende Kapitel bietet eine kurze Einführung in die physikalischen Grundlagen der Kernspintomographie, welche zum Verständnis dieser Arbeit relevant sind. Es orientiert sich an den Darstellungen in [Abragam 1961], [Slichter 1989], [Michel 1981] und [Morneburg 1995].

3.1 Magnetische Kernresonanz

Die magnetische Kernresonanz basiert auf der Tatsache, daß Atomkerne, wie z.B. ^1H , ^6Li , ^{13}C , ^{14}N , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , einen Eigendrehimpuls, den sogenannten Kernspin I ($I \neq 0$; Protonen $I = 1/2$), besitzen. An den Spin ist ein magnetisches Dipolmoment gekoppelt, welches wie folgt, beschrieben werden kann:

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{I}.$$

Das gyromagnetische Verhältnis γ ist eine charakteristische, für jede Kernart verschiedene Konstante und beträgt z.B. für Protonen $\gamma = 2,675 \cdot 10^8 (\text{Ts})^{-1}$. \hbar bezeichnet das Planck'sche Wirkungsquantum.

Wie aus den Gesetzen der Quantenmechanik hervorgeht, können Atomkerne nur diskrete Energiezustände annehmen - im Falle des Protons mit einer Spinquantenzahl

$$m_I = \pm \frac{1}{2}.$$

Es ergeben sich in einem von außen angelegten statischen Magnetfeld B_0 zwei Energieniveaus (i.a. $2I+1$), deren Größe linear vom Magnetfeld abhängt:

$$E(\pm \frac{1}{2}) = \pm \frac{1}{2} \gamma \hbar B_0.$$

Die quadrupolare Wechselwirkung ($I \geq 1$) ist hier und im weiteren nicht berücksichtigt, da sie für die hier relevanten Protonen ($I = \frac{1}{2}$), nicht auftritt. Im thermischen Gleichgewicht erfolgt die Verteilung der Atome auf die Energieniveaus entsprechend der Boltzmann-Verteilung:

$$N(-\frac{1}{2}) / N(+\frac{1}{2}) = \exp(-\gamma B_0 / k_B T).$$

Dabei geben $N(-\frac{1}{2})$ und $N(+\frac{1}{2})$ die Anzahl der Kerne in dem jeweiligen Energieniveau an. Übergänge zwischen den beiden Energieniveaus sind durch Emission bzw. Absorption eines Energiequants $\omega_0 \hbar$ möglich:

$$\Delta E = E(-\frac{1}{2}) - E(+\frac{1}{2}) = \gamma \hbar B_0 = \omega_0 \hbar.$$

Hieraus ergibt sich die Resonanzfrequenz, auch Larmorfrequenz genannt, bei der ein elektromagnetisches Feld, das auf ein Ensemble von Kernen einwirkt, mit den Dipolmomenten jener Kerne in Wechselwirkung tritt:

$$\omega_0 = \gamma B_0.$$

Aus dieser Resonanzbedingung ergibt sich die Arbeitsfrequenz eines MRT's:

$$f_0 = (\gamma / 2\pi) B_0.$$

Die Larmorfrequenz für einen 1,0 Tesla starken Kernspintomographen läge somit bei $f_0 \approx 42,6$ MHz. Bei der MRT hat man es nicht mit einzelnen isolierten Kernen zu tun, sondern mit einer großen Anzahl, die gegenseitig wechselwirken und mit der Umgebung in einem thermischen Gleichgewicht stehen, wenn keine Wechselwirkung mit einem äußeren

elektromagnetischen Feld stattfindet. Für das Spinensemble läßt sich die makroskopisch meßbare Magnetisierung M einführen, indem über eine große Anzahl N von Spins summiert wird:

$$\bar{M} = 1/V \sum_i^N \bar{\mu}_i.$$

Die Gleichgewichtsmagnetisierung wird mit M_0 bezeichnet und errechnet sich aus der Boltzmann-Statistik zu:

$$M_0 = \frac{N \cdot I(I+1) \cdot \gamma^2 \hbar^2 \cdot B_0}{3 \cdot k_B T \cdot V}.$$

3.2 Kernresonanzexperiment

Für ein Zwei-Niveau-System ($I=1/2$) ist eine klassische Behandlung im sogenannten Vektorbild möglich [Röbner 1997].

Das angelegte B_0 -Feld erzeugt ein Drehmoment D auf das magnetische Moment μ . Es gilt:

$$\vec{D} = \vec{\mu} \times \vec{B}_0 = d\vec{L} / dt,$$

wobei L der Drehimpuls ist. Da mit dem magnetischen Moment μ ein Drehimpuls L verknüpft ist, verhält sich das System wie ein Kreisel mit dem Drehmoment D . Daraus folgt, daß das magnetische Moment μ um das B_0 -Feld gemäß der Gleichung

$$d\vec{\mu} / dt = \gamma(\vec{\mu} \times \vec{B}_0)$$

mit der Kreisfrequenz $\omega_p = -\gamma B_0$ präzediert. Voraussetzung für die klassische Behandlung ist, daß die Präzessionsfrequenz ω_p identisch mit der Absorptionsfrequenz ω_0 des Systems ist. Analog gilt für die makroskopische Magnetisierung M :

$$d\vec{M} / dt = \gamma(\vec{M} \times \vec{B}_0)$$

Mit Hilfe eines HF-Feldes B_1 senkrecht zum statischen B_0 -Feld können im Falle der Resonanzfrequenz Übergänge erzeugt werden.

Schaltet man das B_1 -Feld nur für eine Zeit t_p ein, spricht man von einem Puls. Der Winkel α , der sich unter Einfluß des HF-Pulses zwischen Kernmagnetisierung M und statischen Magnetfeld B_0 einstellt, wird als „Flipwinkel“ bezeichnet. Es gilt dann

$$|\bar{\omega}_{Larmor}| = 2\pi/T = \gamma \cdot |\bar{B}_1| = \alpha/t_p$$

und demnach für den „Flipwinkel“

$$\alpha = \gamma \cdot |B_1| \cdot t_p.$$

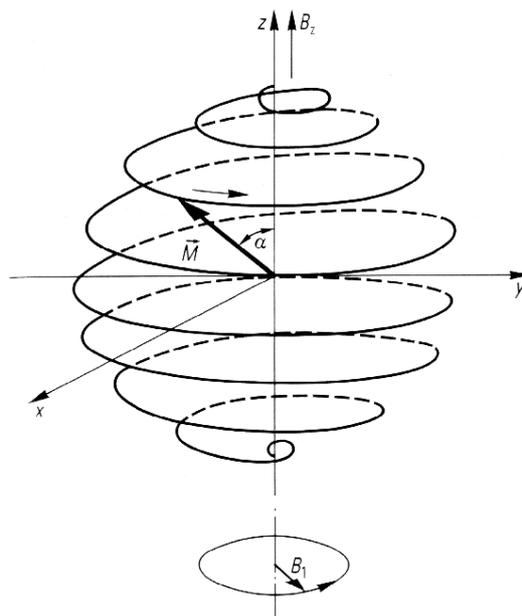


Abb. 3.2: Veranschaulichung von Präzession und Flipwinkel [Siemens 1996].

Nachdem B_1 aufgehört hat zu wirken, präzediert M wegen seines Eigendrehimpulses analog zu einem Kreisel mit ω_0 um die z -Achse. Dadurch entsteht eine Quermagnetisierung M_{xy} , die ihre Orientierung ständig ändert. Zeitlich variable magnetische Momente erzeugen elektromagnetische Felder, die mit geeigneten Spulen empfangen werden können. Man erhält so ein elektrisches Signal, das mit der Frequenz ω_0 oszilliert.

Bislang sind die Kernspins als isoliert betrachtet worden. Liegt jedoch eine Kopplung mit der Umgebung, die man als Wärmebad betrachten kann und die häufig als „Gitter“ bezeichnet wird, vor, so treten Relaxationseffekte auf. Prinzipiell sind zwei makroskopische

Magnetisierungen zu unterscheiden: zum einen die longitudinale Magnetisierung entlang der z-Achse und zum anderen die transversale Magnetisierung in der xy-Ebene.

Der Vorgang zur Einstellung des thermischen Gleichgewichts, der mit einem Energieaustausch zwischen den in Wechselwirkung stehenden Atomkernen, dem Spinsystem, und dem Gitter einhergeht, heißt longitudinale oder Spin-Gitter-Relaxation. Die Einstellzeit wird durch die Zeitkonstante T_1 charakterisiert.

Neben der Spin-Gitter-Relaxation tritt noch ein weiterer Relaxationsmechanismus auf, der bewirkt, daß die Phasenbeziehung der einzelnen Kernspins im Laufe der Zeit zerfällt. Dieser Zerfall wird durch die transversale bzw. Spin-Spin-Relaxationzeit T_2 charakterisiert.

Die Relaxationszeiten T_1 und T_2 sind material-, also hier gewebespezifisch. Durch geeignete Wahl der Pulsfolgen (Sequenzen) ist es möglich, bestimmte Gewebearten zu selektieren und damit Kontraste in einem Bild zu erzeugen.

3.3 Bildrekonstruktion

Wegen der Relaxationsphänomene nimmt die Quermagnetisierung mit der Zeit ab, so daß das empfangene Signal gegen Null geht. Das so erhaltene Signal bezeichnet man als FID (Free Induction Decay). Das MR-Signal, der freie Induktionszerfall, ist ein Mittelwert über den gesamten Körperbereich des Patienten, der durch den HF-Puls angeregt wird. Um ein Bild aus dem freien Induktionszerfall rekonstruieren zu können, müssen Rückschlüsse auf die räumliche Zuordnung innerhalb der zu untersuchenden Region gezogen und die räumlichen Strukturen als unterschiedliche Grauwerte dargestellt werden.

Hierzu werden dem statischen B_0 -Feld Gradientenfelder überlagert, die zu einer linearen Änderung der magnetischen Feldstärke in x-, y- und z-Richtung führen. Über den Strom, der durch die Gradientenspulen fließt, kann die Stärke der Gradientenfelder variiert und damit im Körper des Patienten jede beliebige Schicht selektiert werden.

In Abb. 3.3.1 werden die Orientierungen der Koordinatenachsen festgelegt. Der Patient liegt auf der Liege und wird mit dem Kopf zuerst in den Tomographen geschoben. Das statische Grundfeld B_0 liegt parallel zur z-Achse. Dabei werden die Koordinatenachsen wie folgt bezeichnet:

Ebene:	Normalenvektor:
Sagittal	x-Richtung
Coronar	y-Richtung
Transversal	z-Richtung

Zur Auswahl der gewünschten Schichtebene wird während der Anregung ein Gradient (Schichtselektionsgradient) senkrecht zur Schichtebene eingeschaltet. Um beispielweise eine Schicht in der xy-Ebene anzuregen, muß der z-Gradient verwendet werden. Durch Verschieben der Mittenfrequenz des HF-Pulses bei angelegtem Gradienten wird die Schichtposition bestimmt. Zur Variation der Schichtdicke kann man entweder die Bandbreite des HF-Pulses oder die Stärke des Gradienten ändern.

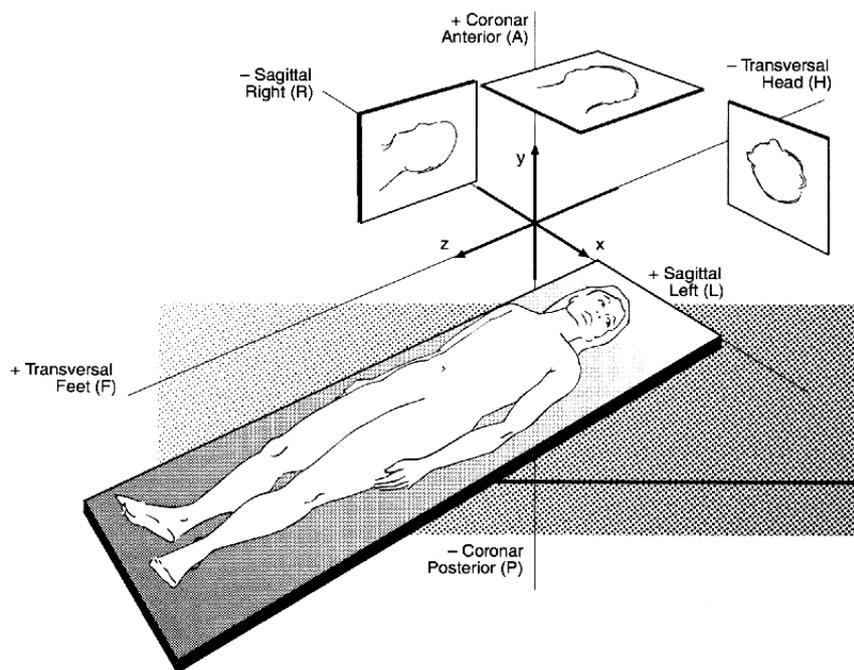


Abb. 3.3.1: Orientierungen der Koordinatenachsen, Veranschaulichung des Schichtselektionsgradienten, Auswählen einer Schicht [Siemens 1996].

Nachdem eine Schicht ausgewählt wurde, muß die Bildmatrix erzeugt werden. Sie besitzt in der Regel eine Größe von 256 Zeilen mal 256 Spalten. Das Bildgebungsproblem besteht darin, für jedes einzelne Volumenelement (Voxel) innerhalb des meßbaren MR-Signals eine Information zu verschlüsseln, die den Grauwert des zugehörigen Voxels errechnen läßt.

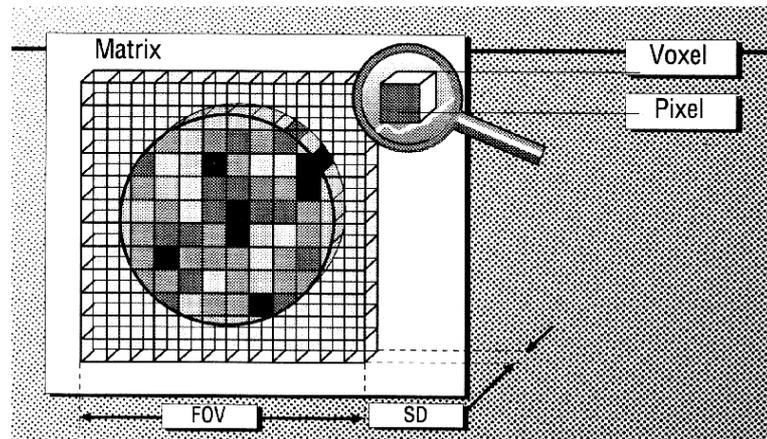


Abb. 3.3.2: Schematische Darstellung zur Kodierung der Bildmatrix [Siemens 1996].

Die Spalten lassen sich z.B. längs der x-Achse unterscheiden, indem man, während das Signal ausgelesen wird, einen x-Gradienten schaltet. Die Spinnensembles präzedieren also längs der x-Achse mit unterschiedlicher Frequenz. Das entspricht bei einer Auflösung von 256 Spalten genau 256 Frequenzen einer bestimmten Bandbreite. Mit Hilfe der Fouriertransformation lassen sich diese unterschiedlichen Frequenzen wieder den einzelnen Entstehungsorten zuordnen. Sie weist also jeder der 256 Frequenzen im MR-Signal einen Ort auf der x-Achse zu. Der jeweilige Gradient, der in Richtung der Frequenzkodierung geschaltet wird, heißt Frequenzkodier- oder Auslesegradient.

Die einzelnen Zeilen lassen sich mit Hilfe eines Phasenkodiergradienten unterscheiden. In der Zeit zwischen HF-Puls und MR-Signal wird kurzzeitig ein weiterer Gradient orthogonal zu den anderen beiden geschaltet. Dadurch präzedieren diejenigen Spins, die einem stärkeren Feld ausgesetzt waren, schneller. Somit wird zeilenweise eine Phasenverschiebung zwischen den Spins erzeugt, die direkt proportional zu ihrem Ort ist. Mit der Fouriertransformation kann man auch diese Phasenlagen wieder herausfiltern.

Ein MR-Bild läßt sich also mit einer zweidimensionalen Fouriertransformation berechnen. Die Frequenzkodierung erzeugt gewissermaßen alle Spalten gleichzeitig. Mit der Phasenkodierung jedoch muß man so viele MR-Signale aufnehmen, wie das Bild Zeilen haben soll. Aus der Amplitude jeder einzelnen Schwingung kann man den Grauwert des zugehörigen Voxels berechnen.

3.4 Komponenten eines Kernspintomographen

Ein Kernspintomograph besteht aus einer Vielzahl von Komponenten. In diesem Kapitel soll auf eine ausführliche Beschreibung aller Komponenten verzichtet und auf die Literatur verwiesen werden. Es sollen nur die im weiteren Verlauf dieser Arbeit relevanten Komponenten kurz erläutert werden.

Das zur MR-Bildgebung benötigte homogene Magnetfeld wird durch einen starken supraleitenden Magnet (Siemens Magnetom Expert: 1,0 Tesla) erzeugt. Der Leiterdraht der Spulen besteht nicht wie üblich aus Kupfer, sondern aus einer mit Helium-gekühlten Niob-Titan-Legierung. Die erforderliche thermische Isolierung des Spulenkörpers gegen die Umgebung erreicht man durch vollständiges Evakuieren (Hochvakuum) des Gefäßes, in dem der Heliumtank mit der Feldspule an dünnen, schlecht wärmeleitenden Glasfaserstäben aufgehängt ist. Die Magnetfeldspule wird nach der Abkühlung auf Heliumtemperatur supraleitend. Danach kann das Feld mit Hilfe einer Stromquelle aufgebaut werden. Den beabsichtigten spontanen oder durch äußere Einflüsse unbeabsichtigten Verlust der Supraleitung nennt man Quench. Die Spulen sind ausgelegt, einen solchen Quench zu überstehen.

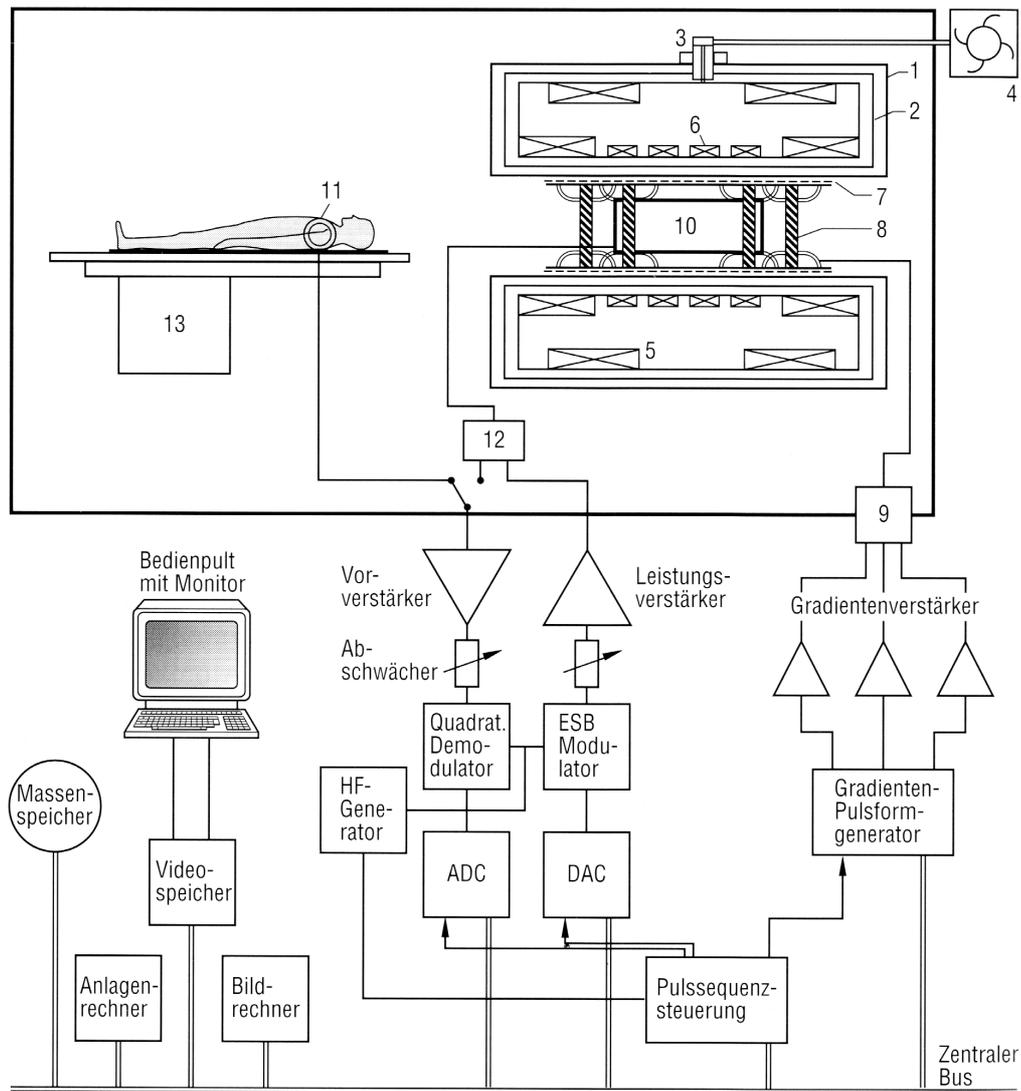
Die nötige räumlich Homogenität im Meßvolumen wird durch die in der Magnetbohrung befindlichen Shims (spezielle Feldspulen) hergestellt. Nach dem Shimmen variiert das Magnetfeld auf einem zentralen Kugelvolumen von 50 cm Durchmesser nur noch um wenige ppm (parts per million).

Mit den Gradientenspulen werden die magnetischen Feldgradienten erzeugt, die die Ortsauflösung ermöglichen. Uns steht ein Gradientensystem mit einer maximalen Feldstärke von 20 mT/m mit einer Anstiegszeit von 1,2 msec zur Verfügung. Hierbei wirken starke mechanische Kräfte auf die Gradientenspulen. Das ist der Grund für die typischen Klopfgeräusche während der Messung.

Über den Gradientenspulen ist eine HF-Spule (Bodyresonator) angeordnet. Sie hat die Aufgabe, die von einem Leistungssender abgegebenen HF-Pulse in ein magnetisches Wechselfeld zur Anregung der Atomkerne umzusetzen und anschließend das von dem präzedierenden makroskopischen Kernmoment ausgehende Wechselfeld in eine dem Empfangskanal zugeführte Spannung zu wandeln. Je nach dem zu untersuchenden Körperbereich werden alternativ spezielle lokale Empfangsspulen eingesetzt.

Da die Empfangsantennen gegen äußere HF-Störer weitgehend abgeschirmt sein müssen, befinden sich der Magnet und die Spulen innerhalb einer geschlossenen metallischen Kabine. Leitungen in die Kabine werden über Sperrfilter geführt.

Um die komplette Anlage zu steuern, zu überwachen und die Bildrekonstruktion durchzuführen, wird ein Computersystem verwendet.



- | | | |
|-----------------------------|---------------------------|--------------------------|
| 1 Vakuumbehälter | 6 supraleitende Feldspule | 11 Lokalspule |
| 2 Kälteschild | 7 Eisenshims | 12 Sende-Empfangs-Weiche |
| 3 Kaltkopf | 8 Gradientenspulensatz | 13 Patientenliege |
| 4 Kompressor | 9 Durchführungsfiler | |
| 5 supraleitende Schirmspule | 10 HF-Spule | |

Abb. 3.4: Die MR-Komponenten [Siemens 1996].

3.5 Aufgabe einer HF-Spule

Die inhärent niedrige Empfindlichkeit der Signalmessung ist eine der größten Einschränkungen herkömmlicher MR-Experimente. Wegen ihr ist häufig das SNR schlecht und das Meßergebnis entsprechend ungenau. Sie macht lange Meßzeiten erforderlich. Es ist daher wichtig, jede mögliche Maßnahme zu ergreifen, um die Empfindlichkeit experimenteller MR-Untersuchungen zu optimieren. Das in einem Experiment erzielbare SNR hängt von der Feldstärke des verwendeten Magneten, von der Qualität der Empfangskette, von der verwendeten Meßmethode und von den eingesetzten HF-Spulen ab. Die ersten zwei Faktoren sind Geräteparameter, die nicht ohne weiteres verändert werden können. Die verwendete Sequenz wird der speziellen Untersuchung angepaßt. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die Eigenschaften einer HF-Spule, die für endoluminale³⁰ Untersuchungsvarianten am besten geeignet sind.

Damit alle Kernspins der zu untersuchenden Region möglichst homogen angeregt werden, wird die Ganzkörperspule, der sogenannte Bodyresonator, verwendet. Diese HF-Spule erzeugt senkrecht zum statischen B_0 -Feld ein magnetisches B_1 -Wechselfeld zur Kernresonanzanregung (Sendefall).

$$B_1 \propto \sin(\omega_{Larmor} t)$$

Um das Kernresonanzsignal der angeregten Kernspins empfangen zu können, benötigt man spezielle Empfangsspulen. Die HF-Spule stellt einen wesentlichen Bestandteil im Aufbau einer MR-Untersuchung dar. Sie dient als „Sonde“ zur Detektion des Kernresonanzsignals. Ihre Empfindlichkeit ist entscheidend für die Qualität der erzeugten Bilder.

Signal:

Die Detektion des von der präzedierenden Magnetisierung ausgehenden Feldes basiert auf der Spannungsinduktion in einer benachbarten Leiterschleife (Empfangsfall). Diese induzierte Spannung läßt sich berechnen zu (Abb. 3.5.1):

$$U_{ind} = -N \cdot \frac{d}{dt} \int \vec{B} \cdot d\vec{A} = -N \cdot \frac{d\Phi}{dt}.$$

³⁰ endoluminal: innerhalb eines röhrenförmigen Hohlorgans.

Dabei ist N die Zahl der Windungen der Leiterschleife, B das durch die transversale Magnetisierung verursachte magnetische Feld, dA ein Flächenelement der Leiterschleife und Φ der magnetische Fluß durch die Leiterschleife. Diese induzierte Spannung ist das MR-Signal, das gemessen werden soll. Es ist umso stärker, je größer die transversale Magnetisierung bzw. je höher die Larmorfrequenz des präzedierenden Spinensembles ist. Eine Möglichkeit die transversale Magnetisierung zu steigern, wäre z.B. eine Erhöhung des statischen B_0 -Feldes, wobei die zur Zeit maximal realisierte Feldstärke an klinischen Kernspintomographen bis zu 4,0 Telsa beträgt.

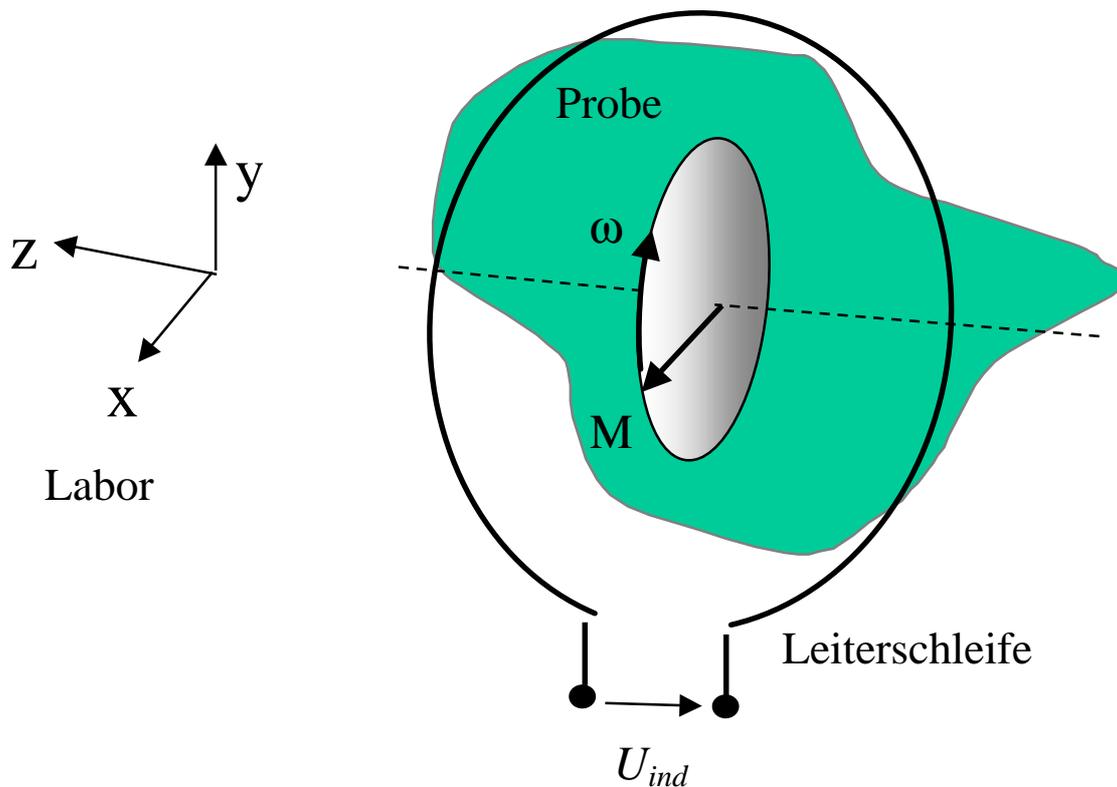


Abb. 3.5.1: Detektion des MR-Signals mittels Spannungsenduktion in einer benachbarten Leiterschleife.

Vorteil:

Der Bodyresonator kann mit Hilfe einer internen Sende/Empfangsweiche sowohl als Sende- als auch als Empfangsspule verwendet werden. Um jedoch den Nachteil der relativ großen Entfernung von der Empfangsspule zu der zu untersuchenden Körperpartie zu vermeiden, werden lokale Spezialsulen verwendet, die der Applikation optimal angepaßt sind. Diese Spulen werden möglichst nahe an dem Ort platziert, an dem das zu detektierende Signal

entsteht. Dadurch wird die von der relevanten Region verursachte Induktion in der Empfangsspule gesteigert. Die Dichte der relevanten Feldlinien und damit der magnetische Fluß durch die Leiterschleife ist folglich deutlich höher, als vergleichsweise bei der Verwendung des Bodyresonators als Empfangsspule. Somit wird die aus der interessierenden Region entstehende, in der Detektionsspule induzierte Spannung und demzufolge das MR-Empfangssignal gesteigert (vgl. Abb. 1).

Rauschen:

Wie bei allen Messungen spielt auch in der Kernspintomographie das Rauschen eine entscheidende Rolle. Das Kernspinresonanzsignal kann nur mit einem überlagerten Rauschen empfangen werden.

Die thermische Rauschspannung ist bestimmt durch den Spulenwiderstand R_{Spule} und die Spulentemperatur T in Kelvin und errechnet sich gemäß der Nyquist Gleichung wie folgt:

$$U_{\text{Rauschen}} = \sqrt{4k_B T R_{\text{Spule}} \Delta f}.$$

Δf ist die Breite des gemessenen Frequenzbandes. Der Spulenwiderstand setzt sich aus dem Ohmschen Widerstand der Spulenkonfiguration und zusätzlich aus dem durch die dünnen Spulenleiter verursachten Skineffekt (Anhang C) zusammen. Es ist also darauf zu achten, daß hierfür möglichst Leiter aus einem hochleitenden Material mit einem großen Leiterquerschnitt zum Einsatz kommen. Eine Verringerung dieses Effekts würde man theoretisch auch durch eine Abkühlung der Detektionsspule erreichen, was aber bei der Humanapplikation nicht zu realisieren wäre. Um auf diese Weise die Rauschspannung zum Beispiel zu halbieren, müßte man theoretisch die Spule auf fast -200°C abkühlen.

Des weiteren müssen eventuelle Energieverluste durch das Entstehen von magnetisch induzierten Wirbelströmen durch die elektrische Leitfähigkeit des Untersuchungsobjekts erwähnt werden. In der Praxis dominieren diese Wirbelströme allerdings nur die Verluste bei großen Proben. In physiologischer NaCl-Lösung z.B. beherrscht der Spulenwiderstand bei einer Protonenfrequenz von 500 MHz für Objekte, deren Durchmesser kleiner als 10 mm ist, die Verluste. Für eine Frequenz von 100 MHz beträgt der relevante Durchmesser bereits 20 mm [Callaghan 1991]. Es kann angenommen werden, daß sich dieser Durchmesser bei einer Frequenz von 40 MHz auf zirka 30 mm vergrößert. Bei Größenordnungen der hier zum Einsatz kommenden intravaskulären HF-Spulen

(Durchmesser: 8 mm) ist der effektive felderfüllte Raum deutlich kleiner als 30 mm. Das bedeutet, daß in der vorliegenden Arbeit solche Verluste vernachlässigt werden können. Am einfachsten bestimmt man den Spulenwiderstand R_{Spule} über die Spulengüte Q , die als Verhältnis von Induktanz zu R_{Spule} definiert ist:

$$Q = \omega_0 L / R_{Spule}.$$

Der Qualitätsfaktor Q kann der Einfachheit halber direkt aus der Resonanzkurve des Schwingkreises mit Hilfe eines Netzwerkanalysators bestimmt werden (Abb. 3.5.2):

$$Q = \Delta f / f.$$

f : Resonanzfrequenz; Δf : volle Breite des Resonanzpeaks gemessen bei 3dB Dämpfung.

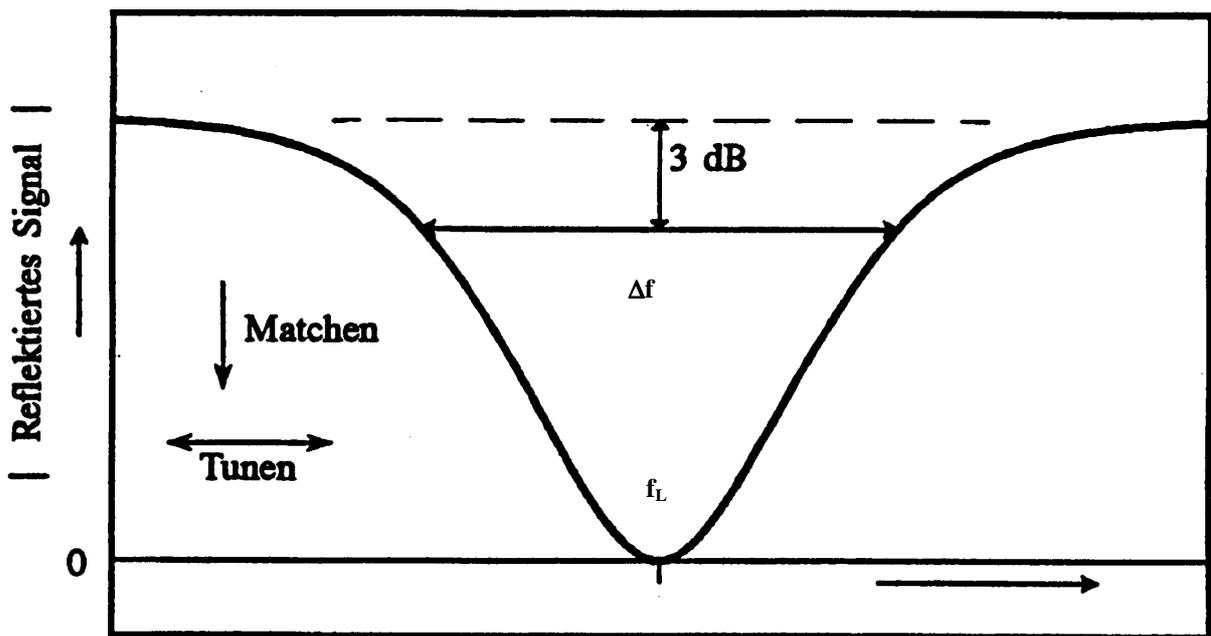


Abb. 3.5.2: Reflexionskurve, die direkt am Netzwerkanalysators abgelesen werden kann [Weisser 1999].

Signal-zu-Rausch Verhältnis:

Es gilt:

$$S/R \left(= \frac{U_{ind}}{U_{Rauschen}} \right) \propto \sqrt{Q}.$$

Das bedeutet, je höher die Güte der Spule ist, desto empfindlicher ist sie.

Laut Gleichung

$$Q = \omega_0 L / R_{Spule}$$

läßt sich die Spulengüte erhöhen, indem man die Induktivität steigert bzw. deren Widerstand R_{Spule} reduziert. Für eine Zylinderspule z.B. gilt:

$$L \propto \mu_0 \mu_r \frac{N^2 A}{l},$$

wobei μ_r eine Materialkonstante, N die Windungszahl, A der Spulenquerschnitt und l die Spulenlänge ist. Hieraus folgt, daß die Spulengüte in erster Linie von der Windungszahl abhängt, aber auch ein möglichst großer Spulenquerschnitt relevant ist. Allerdings ist der ansteigende Widerstand zu beachten, da ein längerer Spulendraht verwendet werden muß, um die höhere Windungszahl bzw. den größeren Spulenquerschnitt realisieren zu können. Die Erhöhung der Windungszahl, aber auch des Spulenquerschnitts, fällt aber beim SNR deutlich mehr ins Gewicht als die negative Auswirkung des höheren Widerstands.

Der Spulenquerschnitt geht nicht nur indirekt über die Spulengüte, sondern auch direkt über den möglichen magnetischen Fluß durch die Leiterschleife in das SNR mit ein. Es ist also darauf zu achten, daß die Spule eine möglichst hohe Windungszahl und einen möglichst großen Querschnitt aufweist.

Ergänzend muß erwähnt werden, daß man das SNR zusätzlich durch n-maliges Messen und Signaladdition steigern kann:

$$S/R \propto \sqrt{n}.$$

Auf der anderen Seite folgt hieraus, daß eine doppelte Empfindlichkeit der HF-Spule beispielsweise die Untersuchungszeit um den Faktor 4 reduzieren kann.

3.6 Lokale Erwärmungseffekte

Die Einführung leitender Materialien in einen Kernspintomographen kann zu thermischen, elektrischen und anderen gefährlichen Effekten führen. Erste Experimente wurden an einem 1,5 Telsa-Scanner unter Verwendung eines intravaskulären Bildgebungskatheters auf Basis des "Single-Loop"-Konzepts an einem speziellen Phantom von der Arbeitsgruppe Wildermuth [Wildermuth et al. 1998] durchgeführt. Bei sehr leistungsintensiven Sequenzen und bestimmten Katheterpositionierung wurden maximale Temperaturänderungen von 14,8°C festgestellt. Die Temperatureffekte waren im Inneren der Spule am stärksten konzentriert. Im Außenbereich fällt die Temperatur durch einen starken Temperaturgradienten rasch ab. Kühlungseffekte, die durch den Blutfluß verursacht werden, wurden bei obiger Studie nicht berücksichtigt. In Hinsicht auf eine potentielle Schädigung des Gewebes oder des Bluts sollte eine maximale Temperaturerhöhung von 4°C allerdings nicht überschritten werden [Buchli et al. 1988].

Da die Erwärmung proportional zur anliegenden HF-Leistung ist, kann angenommen werden, daß bei einer Feldstärke von 1,0 Tesla der Temperatureffekt um den Faktor $(1,0/1,5)^2$ bzw. 45% geringer ausfällt als bei 1,5 Tesla. Die im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stehende Anlage besitzt ein statisches Magnetfeld von 1,0 Tesla (Siemens Magnetom Expert).

Grund für diese störenden Erwärmungseffekte sind elektromagnetische Wellen, die sich auf den Zuleitungen bzw. auf den Spulendrähten ausbreiten. Laut Maxwell erzeugt ein sich zeitlich änderndes Magnetfeld ein elektrisches Wirbelfeld (Abb. 3.6.1).

Dieses Magnetfeld entspricht dem HF-Sendefeld B_1 des Bodyresonators, welches im Falle des 1,0 Tesla-Kernspintomographen Magnetom Expert der Firma Siemens linear polarisiert und horizontal, also in x-Richtung, orientiert ist. Ein elektrisches Feld wird durch elektrische Kraftlinien, oder auch Feldlinien genannt, dargestellt. Diese Linien geben in jedem Punkt eines elektrischen Feldes die Richtung der auf eine positive Ladung wirkende Kraft an.

Scheiden die Feldlinien die Leitungen senkrecht (Abb. 3.6.2), treten keine HF-Ströme durch Ladungsverschiebungen auf (Skalarprodukt von $\vec{E} \circ \vec{K} = 0$).

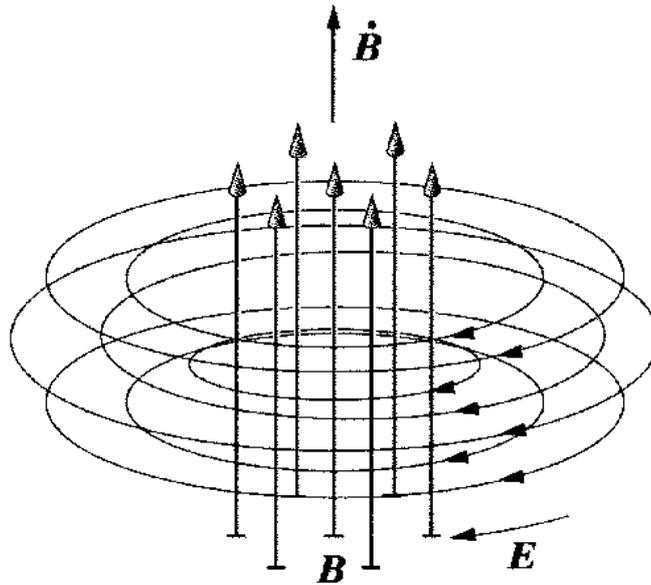


Abb. 3.6.1: Ein sich änderndes Magnetfeld erzeugt ein elektrisches Feld [Vogel 1995].

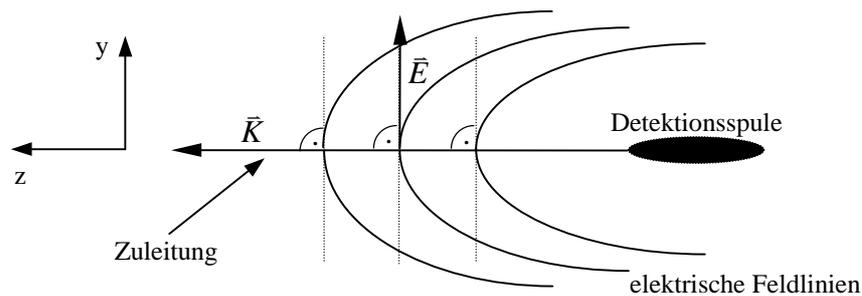


Abb. 3.6.2: Der Richtungsvektor \vec{K} der Zuleitung zeigt in z -Richtung und schneidet die elektrischen Feldlinien senkrecht. Das linear polarisierte HF-Sendefeld wird in x -Richtung senkrecht zur Zeichenebene eingestrahlt.

Ist dies nicht der Fall (Skalarprodukt von $\vec{E} \circ \vec{K} \neq 0$), treten entlang der Leitung Kräfte auf, die entsprechend hohe HF-Ströme verursachen (Abb. 3.6.3). Aufgrund des steigenden Widerstandes führt dieser Effekt zu einer Erwärmung der Leiter. Des weiteren können die Leitungen selbst wieder störende elektromagnetische Felder erzeugen, die neben Feldverzerrungen ebenfalls zu Erwärmungen bzw. Verbrennungen der zu untersuchenden Körperregion führen können.

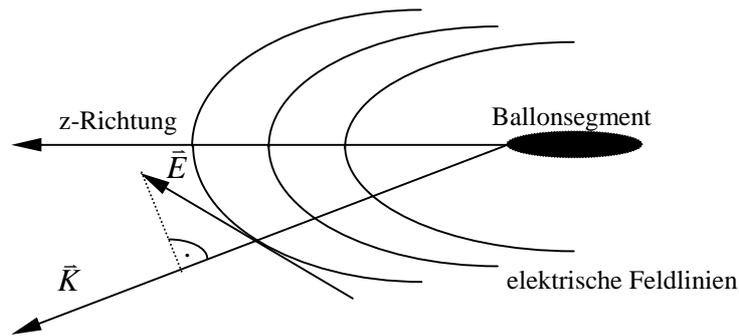


Abb. 3.6.3: Der Richtungsvektor \vec{K} des Kabels zeigt nicht mehr in z-Richtung und schneidet demzufolge die elektrischen Feldlinien nicht mehr senkrecht. Es treten somit aufgrund des E-Feldes Verschiebungskräfte entlang des Richtungsvektors \vec{K} auf. Das HF-Sendefeld wird analog zu Abbildung 3.6.2 eingestrahlt.

Bei intravaskulären MR-Empfangsspulen spielen hauptsächlich sogenannte Mantelwellen eine Rolle. Unter Mantelwellen versteht man sich auf dem Mantel der als Zuleitung verwendeten Koaxialkabel ausbreitende elektromagnetische Wellen [Rothammel 1984]. Diese Wellen führen zu einem entsprechend hohen Hochfrequenzstrom auf dem Außenleiter des Koaxialkabels, der aber nicht durch einen Rückstrom kompensiert wird. Die Folge sind Erwärmungen durch den Ohmschen Widerstand bzw. Skineneffekt an den dünnen Spulenleitern (Kapitel 6.5 „Mantelwellensperre“).

Aus den oben genannten Gesichtspunkten kann man folgern, daß die Leiter die elektrischen Feldlinien möglichst senkrecht schneiden müssen, um die auftretenden Erwärmungseffekte zu minimieren. Die Zuleitungen werden somit in z-Richtung längs des statischen B_0 -Feldes möglichst weit aus dem Tomographen herausgeführt. Der Höhenunterschied zwischen Katheter und Kontaktierung mit der Anlage wird außerhalb der kritischen Feldstärke überwunden.

Kapitel 4

Berechnung der Leiterarchitektur

Bei herkömmlichen NMR-Experimenten füllt die Probe das Volumen der Empfangsspule zumindest teilweise aus. Bei intravaskulären Untersuchungen der Gefäßwand umgibt die "Probe" allerdings die Spule. Es stellte sich die Frage, inwieweit man die Geometrie der Empfangsspule in bezug auf eine solche "Probe" optimieren kann, um ein möglichst starkes Induktionssignal aus der zu untersuchenden Region detektieren zu können.

Primäres Ziel der Entwicklung intravaskulärer MR-Spulen ist die hochaufgelöste Visualisierung der Gefäßwand. Hierzu ist eine möglichst konzentrische Ausleuchtung um die Spule herum wünschenswert. Wie in der Einleitung bereits beschrieben, werden somit mehrere Spulenpositionierungen überflüssig und infolge dessen die Untersuchungsdauer reduziert.

Sekundäres Ziel ist, eine möglichst hohe Signaleindringtiefe für angrenzendes Gewebe zu gewährleisten, um auch weiter entfernte Strukturen klar darstellen zu können. Dieser Aspekt ist besonders für andere endoluminale Applikationen relevant, wie in Kapitel 9 „Ausblick“ geschildert.

Das folgende Kapitel „Berechnung der Leiterarchitektur“ soll den Leser zur Lösung obiger Problemstellung im Hinblick auf die PTA-Applikation hinführen, angefangen von der Theorie über die eigentliche Innovation bis hin zu deren Realisierung und Auswertung.

4.1 Gesetz von Biot-Savart

Der unter dem Namen "Principle of Reciprocity" bekannte Zusammenhang ermöglicht das in der Spule induzierte Signal relativ einfach ohne Verwendung der Antennentheorie etc. zu berechnen: "Der vom einem Probenpunkt in einer Spule induzierte Anteil am Signal ist

proportional zu dem Feld, welches einen Strom durch die Spule an eben diesem Ort erzeugen würde.” [Fukushima 1981]. Das bedeutet, dass durch die Berechnung des B_1 -Feldes, das eine Spule bei einer gegebenen Sendeleistung erzeugt, die Effizienz einer Spule im Empfangsfall bestimmt werden kann. Nimmt man hierzu das Gesetz von Biot-Savart zur Berechnung des magnetischen Feldes, welches die Spule erzeugt, zur Hand, kann man rekursiv über die gewünschte Magnetfeldverteilung die dazu notwendige stationäre Stromverteilung (Magnetostatik) auf der Oberfläche der Detektionsspule und somit die gewünschte Leiterarchitektur bestimmen.

$$d\vec{B}(\vec{r}_1) = \frac{I}{c} d\vec{l} \times \frac{\vec{r}_1 - \vec{r}_2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3} \text{ (Gesetz von Biot-Savart)}$$

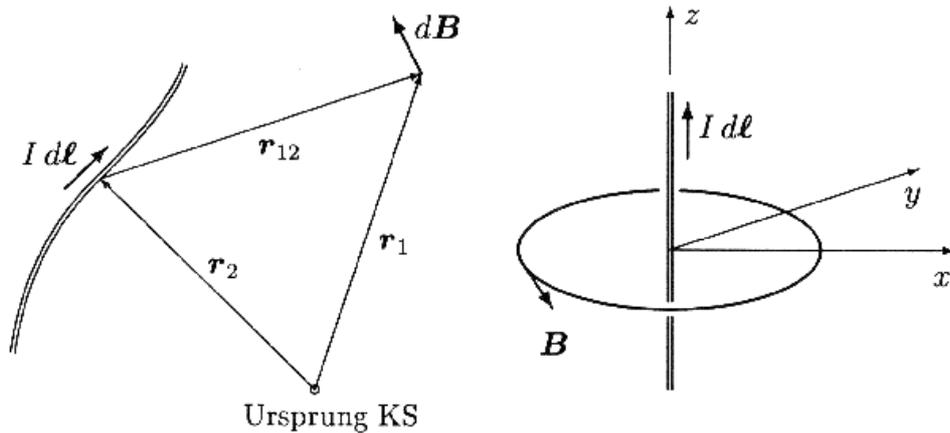


Abb. 4.1: Das Stromelement $I d\vec{l}$ am Ort \vec{r}_2 erzeugt in obiger Abbildung am Ort \vec{r}_1 einen Beitrag $d\vec{B}$ zum Magnetfeld, der senkrecht zu $d\vec{l}$ und \vec{r}_{12} ist (links). Summiert man alle diese Beiträge für einen unendlich langen, geraden Draht, so ergeben sich Kreise als Feldlinien (rechts) [Fließbach 1997].

Zur anfänglichen Abschätzung kann man einen linearen Leiter, der vom Strom I durchflossen wird, betrachten. Legt man die z -Achse und den Ursprung des Koordinatensystems in den Leiter und verwendet Zylinderkoordinaten ρ , ϕ und z , dann gilt:

$$d\vec{l} = dz_2 \vec{e}_2, \quad \vec{r}_2 = z_2 \vec{e}_2, \quad \vec{r}_1 = \rho_1 \vec{e}_\rho + z_1 \vec{e}_z$$

Das Ergebnis $\vec{B}(\vec{r}_1) = \vec{B}(\rho_1, \phi_1, z_1)$ kann wegen der Zylindersymmetrie nicht von ϕ_1 oder z_1 abhängen. Daher kann man $z_1=0$ setzen. Eingesetzt und über alle Beiträge integriert, erhält man

$$\begin{aligned}\vec{B}(\rho_1) &= \int d\vec{B} = \frac{I}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} dz_2 \vec{e}_z \times \frac{\rho_1 \vec{e}_{\rho_1} - z_2 \vec{e}_z}{(\rho_1^2 + z_2^2)^{3/2}} \\ &= \frac{I}{c} \vec{e}_\phi \int_{-\infty}^{+\infty} dz_2 \frac{\rho_1}{(\rho_1^2 + z_2^2)^{3/2}} = \frac{2I}{c} \frac{\vec{e}_\phi}{\rho_1}.\end{aligned}$$

Das Magnetfeld fällt mit dem Abstand vom stromdurchflossenen Leiter mit $1/\rho$ ab und zeigt an jeder Stelle in Richtung von \vec{e}_ϕ . Die Feldlinien sind daher Kreise (Abb. 4.1). Unter Verwendung des Superpositionsprinzips und der Vektoraddition kann man nun das aus mehreren unendlich langen Leitern resultierende Magnetfeld berechnen.

4.2 Konzentrische Ausleuchtung

Es wird angenommen, daß der intravaskuläre Bildgebungskatheter bei der Applikation in peripheren Arterien hauptsächlich in z-Richtung orientiert ist. Die Detektionsebene wäre somit die xy-Ebene. Bei einer Orientierung orthogonal zum statischen Grundfeld, wäre diese nicht mehr für die transversale Magnetisierung sensitiv, da lediglich der Cosinusanteil des Winkels zwischen der Orientierungsrichtung des Katheters und dem statischen Feld zur Spannungsinduktion und demnach zum Signal beiträgt.

Idee:

Mit Hilfe des Programms Mathematica wurden unter Verwendung des Gesetzes von Biot-Savart für unendlich lange Leiter (Kapitel 4.1) die Niveaulinien vom Betrag des erzeugten Magnetfeldes

$$|\vec{B}| = \sqrt{(B\vec{e}_x)^2 + (B\vec{e}_y)^2}$$

in der xy-Ebene dargestellt. Für eine einfache Leiterschleife („Single-Loop“), die hier auf einem Ballon mit 6 mm Durchmesser montiert sei, ergibt sich die folgende Verteilung (Abb. 4.2.1). Zur Berechnung wird angenommen, daß sich die Leiter längs auf der Mantelfläche eines in z-Richtung orientierten unendlich langen Zylinders befinden. Der Winkel ϕ wird auf der x-Achse als 0° definiert. Alle Leiter werden mit der selben Stromstärke bestromt. In den folgenden Abbildungen sind die Positionen der gegenläufig bestromten Leiter mit „●“ und „○“ symbolisch dargestellt.

Da wegen $B(\rho) \propto 1/\rho$ (Kapitel 4.1) immer das Problem hoher Magnetfeldbeträge direkt an den Leitern auftritt, wird nun das Feld in einem gewissen Abstand betrachtet, hier auf einem Kreis mit Radius $\rho=0,5$ cm um den Ursprung.

Die Idee ist nun, einen zweiten Ballon konzentrisch über dem Ballon, der die Spulenarchitektur trägt, zu montieren. Dieser soll sozusagen als Distanzhalter fungieren. Somit reduziert man die Überstrahlungen in der direkten Nähe der Leiter. Allerdings resultiert aus diesem Konzept immer noch keine zufriedenstellende konzentrische Ausleuchtung der am Außenballon mit Radius $\rho=0,5$ cm anliegenden Gefäßwand (Abb. 4.2.1).

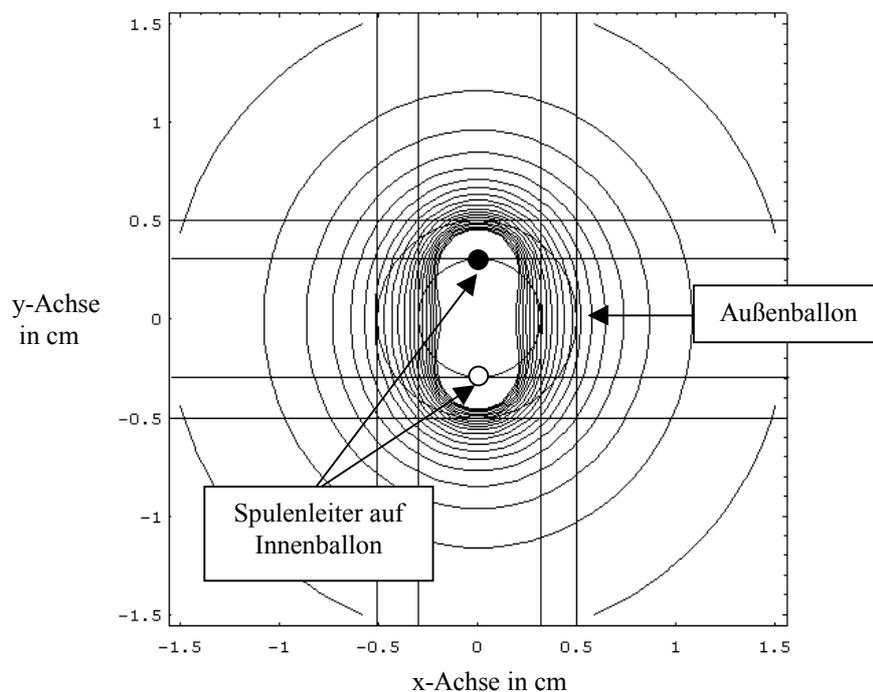


Abb. 4.2.1): Contour-Plot der Niveaulinien des Magnetfeldbetrags einer „Single-Loop“. Leiter auf Position ($\rho=0,3$ cm; $\varphi=90^\circ$) entgegen Leiter auf Position ($\rho=0,3$ cm; $\varphi=270^\circ$) bestromt.

Als nächster Schritt wurde ein Art Quadrupolanordnung untersucht (Abb. 4.2.2) [Atalar et al. 1996]. Bei identischen Plotparametern ist eine deutliche Verbesserung der konzentrischen Verteilung auf einem Radius von $\rho=0,5$ cm im Vergleich zur „Single-Loop“ zu erkennen (Abb. 4.2.1). Jedoch konvergiert bei der Quadrupolanordnung der Betrag des Magnetfeldes im „Fernfeld“ schneller gegen Null ($B(\rho) \propto 1/\rho^3$), als dies bei der Dipolanordnung der „Single-Loop“ ($B(\rho) \propto 1/\rho^2$) der Fall ist (Anhang B.1).

Da das MR-Schnittbild auch am Rand ein möglichst gutes SNR aufweisen, also die Spule eine möglichst große Signaleindringtiefe haben sollte, wurde das Quadrupolkonzept verworfen.

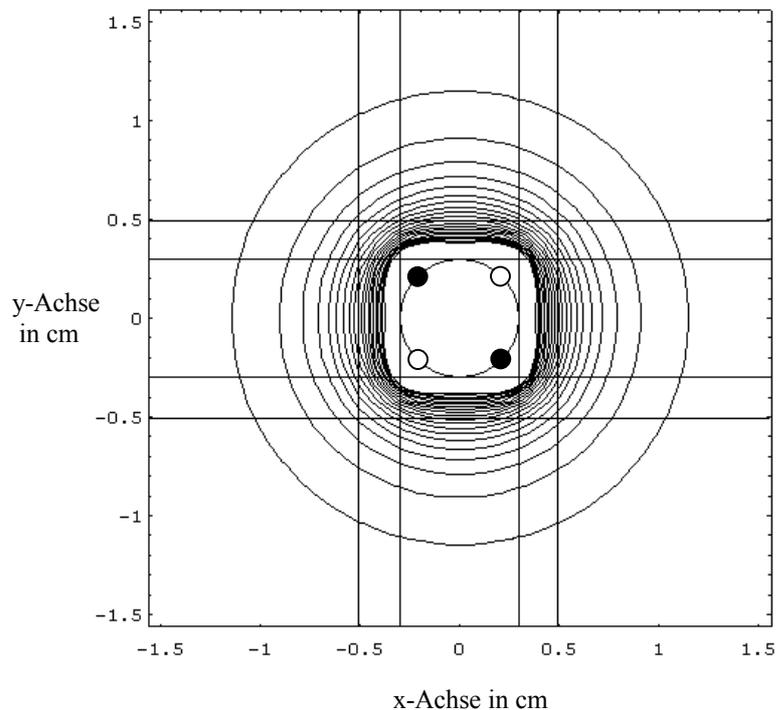


Abb. 4.2.2): Contour-Plot der Niveaulinien des Magnetfeldbetrags einer „Quadrupol-Loop“. Leiter auf Position ($\rho=0,3$ cm; $\varphi=45^\circ$) und ($\rho=0,3$ cm; $\varphi=225^\circ$) entgegen Leiter auf Position ($\rho=0,3$ cm; $\varphi=135^\circ$) und ($\rho=0,3$ cm; $\varphi=315^\circ$) bestromt.

Aus den soeben evaluierten Konzepten ging das Prinzip der „Double-Loop“ hervor. Das bedeutet, daß jeweils zwei nebeneinander positionierte Leiter gleichgerichtet bestromt sind (Abb. 4.2.3).

Verwendet man zur Veranschaulichung die „Rechte-Hand“-Regel („Wenn der Daumen in Richtung der Stromrichtung zeigt, zeigen die gekrümmten Finger in Richtung der magnetischen Feldlinien“), wird deutlich, daß sich das Magnetfeld zwischen zwei gleich starken, gleichgerichtet bestromten Leitern genau aufhebt (Nullfeld; Abb. 4.2.4). Bei der hier untersuchten Anwendung wirken sich hierbei allerdings die Nullfelder zwischen zwei gleichgerichteten Leitern störend aus.

Verschiebt man nun jeweils die beiden Leiter näher zueinander, kann man die Auswirkung der Nullfelder reduzieren (Abb. 4.2.5). Setzt man voraus, daß der Betrag des Magnetfeldes in den relevanten Punkten z.B. ($\rho=0,5$ cm; $\varphi=0^\circ$) und ($\rho=0,5$ cm; $\varphi=90^\circ$) identisch sein soll, kann die Position der Leiter für eine minimale konzentrische Feldschwankung

$\Delta |B(\rho=0,5\text{cm};\varphi)|$ für $\varphi \in [0;2\pi]$ bestimmt werden. Bei diesem polarsymmetrischen Problem reduzieren sich die Koordinaten auf den Winkel φ , da sowohl der Radius der Spulengeometrie (innerer Ballon) als auch der Radius des äußeren Ballons konstant bleiben. Eigens entworfene Programme optimieren den Winkel φ so, bis die Nebenbedingung

$$|B(\rho=0,5\text{ cm}; \varphi=0^\circ)| = |B(\rho=0,5\text{ cm}; \varphi=90^\circ)|$$

erfüllt ist.

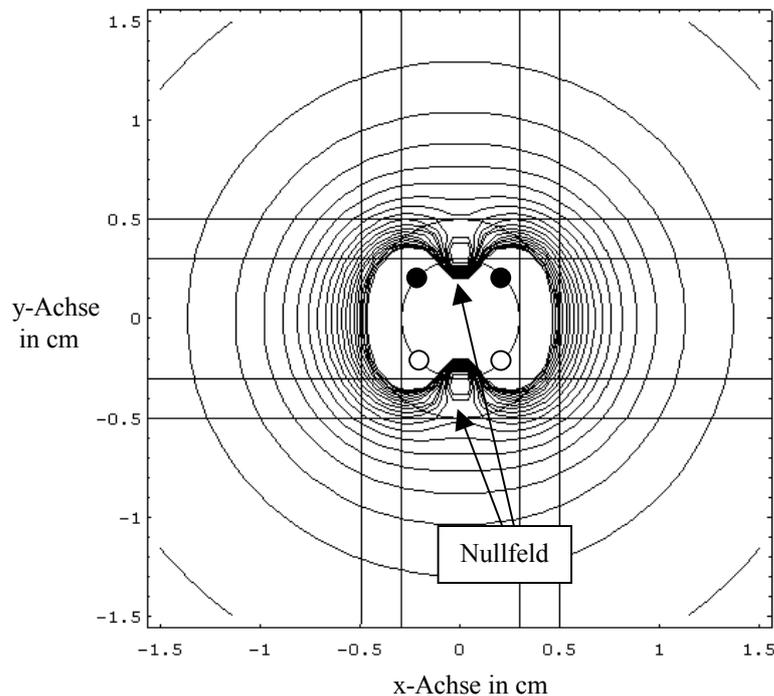


Abb. 4.2.3): Contour-Plot der Niveaulinien des Magnetfeldbetrags einer „Double-Loop“. Leiter auf Position ($\rho=0,3\text{ cm}; \varphi=45^\circ$) und ($\rho=0,3\text{ cm}; \varphi=135^\circ$) entgegen Leiter auf Position ($\rho=0,3\text{ cm}; \varphi=225^\circ$) und ($\rho=0,3\text{ cm}; \varphi=315^\circ$) bestromt.

Die Nullfelder dieser Leiterkonfiguration befinden sich nun innerhalb des äußeren Ballons und wirken sich somit nicht mehr negativ auf die Bildgebung aus (Abb. 4.2.5). Im Vergleich zur „Single-“ und „Quadrupol-Loop“ resultiert aus der Anordnung der „Double-Loop“ eine relativ konzentrische Feldverteilung, die selbst das Fernfeld noch verhältnismäßig stark ausleuchtet (Dipolcharakter).

Aufgrund der hier verfolgten Idee ist es offensichtlich möglich, die Feldverteilung um einen zylinderförmigen Körper für die Applikation intravaskulärer Spulen zu optimieren. Unter der Optimierung der Spule ist die Bestimmung einer Spulengeometrie mit möglichst konzentrischer Ausleuchtung der Gefäßwand in Kombination mit einer möglichst hohen

Signaleindringtiefe zu verstehen. An diesem Konzept wurde festgehalten und im folgenden ausführlich untersucht.

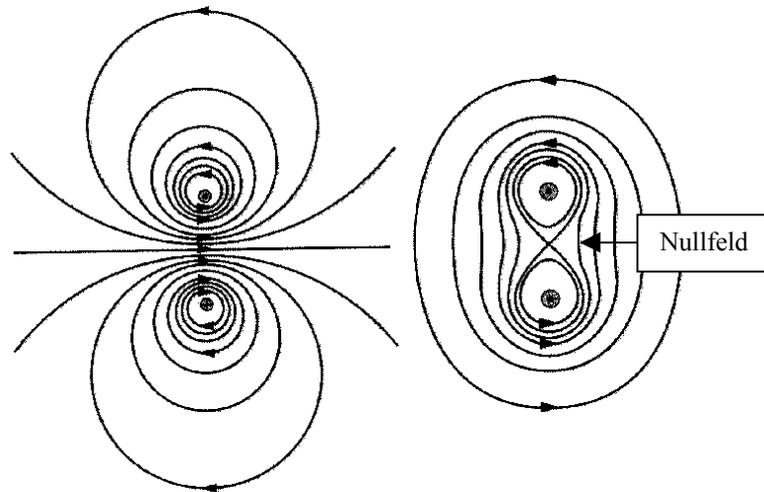


Abb. 4.2.4): Magnetfeldlinien um zwei parallele Leiter mit gleich starken, gleichgerichteten (links), entgegengerichteten Strömen => Nullfeld (rechts) [Vogel 1995].

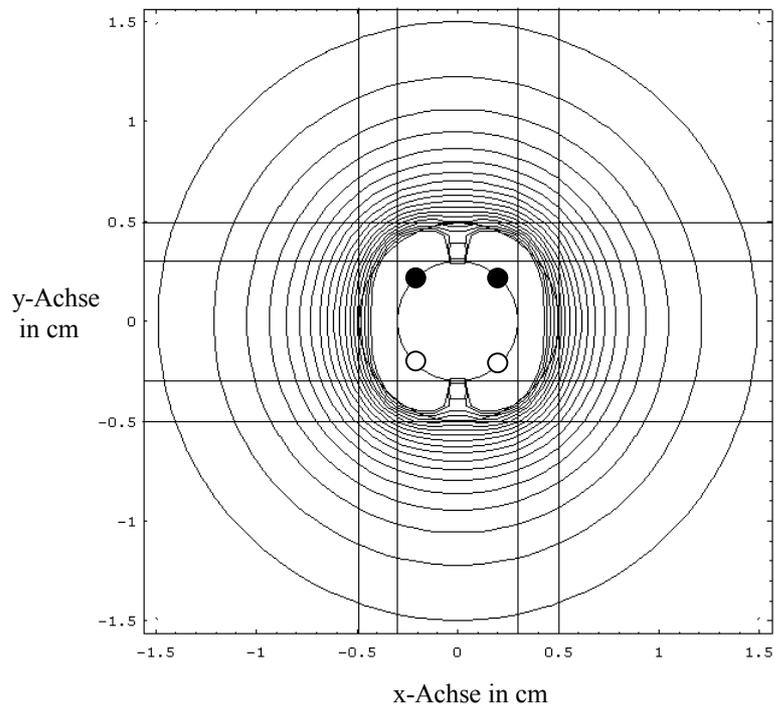


Abb. 4.2.5): Contour-Plot der Niveaulinien des Magnetfeldbetrags einer „Double-Loop“, die obige Nebenbedingung erfüllt.

Realisierung:

Zur Realisierung dieser Leiterarchitektur unter der Randbedingung, den Abmessungen eines PTA-Ballonkatheters zu genügen, müssen die einzelnen Leiterstücke unter Verwendung eines stromdurchflossenen Leiters auf einen kommerziellen Angioplastiekatheter montiert werden können. Daraus resultiert eine Spule mit einer Windung bei der „Single-Loop“ bzw. mit zwei Windungen bei der „Double-Loop“ (Abb. 4.2.6).

Der Katheter mit Radius ρ ist in z-Richtung orientiert. Auf seiner Oberfläche sind die vom Strom I durchflossenen Leiter der Länge nach befestigt. Der Winkel φ bestimmt die genaue Position der einzelnen Stützstellen (Abb 4.2.7).

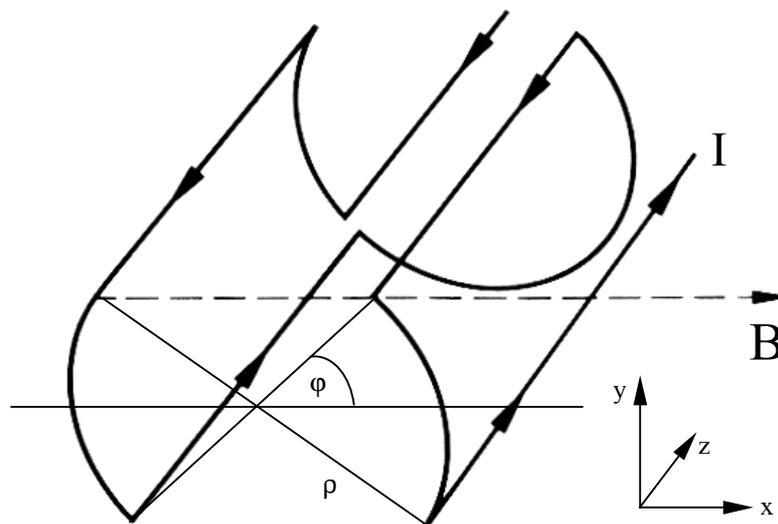


Abb. 4.2.6: Schematische Darstellung der „Double-Loop“-Architektur auf einem Ballonkatheter.

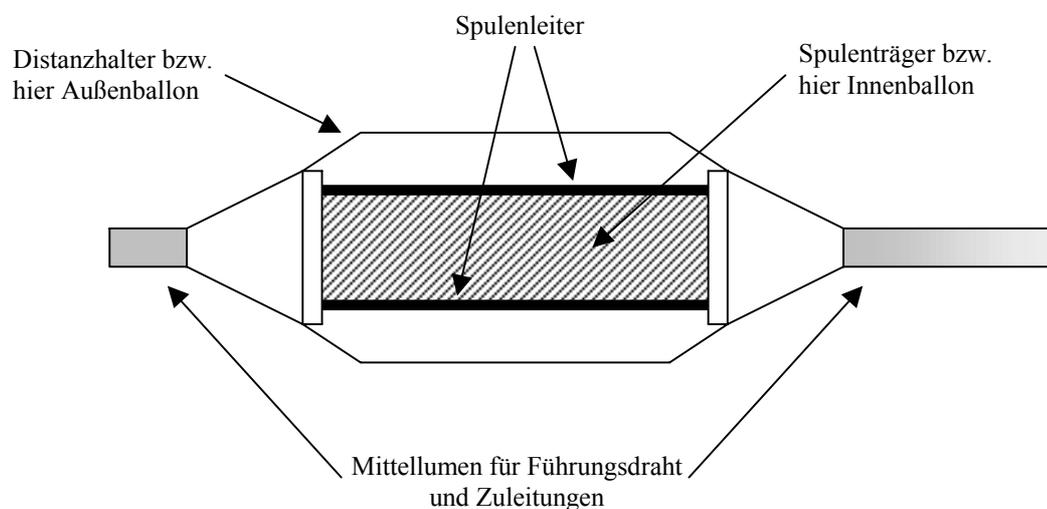


Abb. 4.2.7 Realisierung der „Double-Loop“-Architektur auf einem Ballonkatheter.

Anmerkung:

Ergänzend muß erwähnt werden, daß eine solche Art von Empfangsspule nur in der Bildgebung funktioniert. Bei der konventionellen NMR muß nicht nur das Anregungsfeld, sondern auch die Feldverteilung des Empfängers möglichst homogen sein. Alle Kernspins werden synchron ausgerichtet. Die resultierende, über alle Spins einer homogenen Probe summierte makroskopische Magnetisierung liefert das MR-Signal. Bei einer konzentrischen Feldverteilung um die Spule herum würden sich zwei, vom Mittelpunkt der Spule aus gesehenen, direkt gegenüberliegende Magnetisierungen aufgrund ihrer Phasendifferenz von 180° kompensieren. In der Bildgebung herrscht jedoch kein homogenes Feld über die gesamte Probe, sondern es werden dem statischen Feld Gradientenfelder zur Ortskodierung überlagert. Es kann angenommen werden, daß das Feld in einem Voxel homogen ist. Wegen der Frequenzunterschiede durch die Ortskodierung ist die Phasenlage der Voxel unerheblich. Durch diese Tatsache mitteln sich die einzelnen Bereiche nicht weg und es entsteht so ein orts aufgelöstes MR-Bild.

4.3 Auswertung

Da bei der Visualisierung der Gefäßwand bzw. deren Differenzierung in Intima, Media und Adventitia die Ausleuchtung direkt am äußeren Ballon relevant ist, wurde genau dieser Bereich zur Optimierung herangezogen. Das bedeutet, dass der Unterschied zwischen Minima $|B_{\min}(\rho)|$ und Maxima $|B_{\max}(\rho)|$ der Magnetfeldverteilung am Rand des Außenballons, also auf einem Kreis um den Spulenmittelpunkt (Koordinatenursprung) mit Radius ρ (Abb. 4.2.6), minimal sein soll. Aus diesem Grund ist als Mittelwert der Mittelwert der Extrema

$$\langle B(\rho) \rangle = \frac{1}{2} (|B_{\max}(\rho)| + |B_{\min}(\rho)|)$$

betrachtet und gleich einer Ausleuchtung von 100% gesetzt worden. Die Abweichung vom Mittelwert, also die Schwankung des Magnetfeldbetrags, wird prozentual mit

$$\langle \sigma(\rho) \rangle = \pm 100 \cdot \left(\frac{|B_{\max}(\rho)|}{\langle B(\rho) \rangle} - 1 \right) = \pm 100 \cdot \left(1 - \frac{|B_{\min}(\rho)|}{\langle B(\rho) \rangle} \right)$$

angegeben. Alternativ wäre die Ermittlung des Mittelwerts über das Integral

$$\int_0^{2\pi} |B(\rho, \alpha)| d\alpha$$

und daraus folgend die quadratische Abweichung denkbar. Dies hätte zur Folge, daß die Gefäßwand zwar im Mittel gleichmäßiger ausgeleuchtet wäre, Minima und Maxima aber eventuell stärker voneinander abweichen könnten. Da aber bei der Applikation der intravaskulären Spule jedes Pixel bzw. Voxel der Gefäßwand möglichst mit gleicher Intensität dargestellt werden soll, fiel bei der Auswertung die Wahl auf den Mittelwert der Extrema und dessen Abweichung.

Eigens entwickelte numerische Computerprogramme optimieren den Positionswinkel φ_{optimal} der einzelnen Stromfäden (Abb. 4.2.6), bis die Schwankung des Betrages des Magnetfeldes $\langle \sigma(\rho) \rangle$ am Rand des Außenballons minimal ist.

Der Parameter α ist aus dem Definitionsbereich $[0; 2\pi]$. Der Ausdruck $|B(\rho, \alpha)|$ bezeichnet laut Koordinatenfestlegung in Abbildung 4.2.6 den Betrag des Magnetfelds an der Stelle (ρ, α) in Polarkoordinaten.

Bei der Auswertung der folgenden Spulenkonzepte wurde angenommen, daß sich die Leiterarchitektur auf einem Zylindermantel befindet, dessen Radius um einen Faktor 3/5 kleiner ist als der Radius ρ des Außenballons. Das bedeutet, dass z.B. der Radius des Innenballons 0,3 cm und der des Außenballons 0,5 cm beträgt. Verhältnisse dieser Größenordnung erwiesen sich im Laufe der Untersuchungen als geeigneter Kompromiß zwischen minimaler konzentrischer Magnetfeldschwankung (Innenballon klein) bei gleichzeitig maximaler Eindringtiefe (Innenballon groß) (Kapitel 4.5).

„Single-Loop“:

Bei der „Single-Loop“ (Leiter 1: $I_1=+I_z$, $\varphi=90^\circ$; Leiter 2: $I_2=-I_z$, $\varphi=270^\circ$) resultiert aus dem folgenden Graphen eine Schwankung des Magnetfeldbetrags $\langle\sigma(\rho)\rangle$ von $\pm 36\%$.

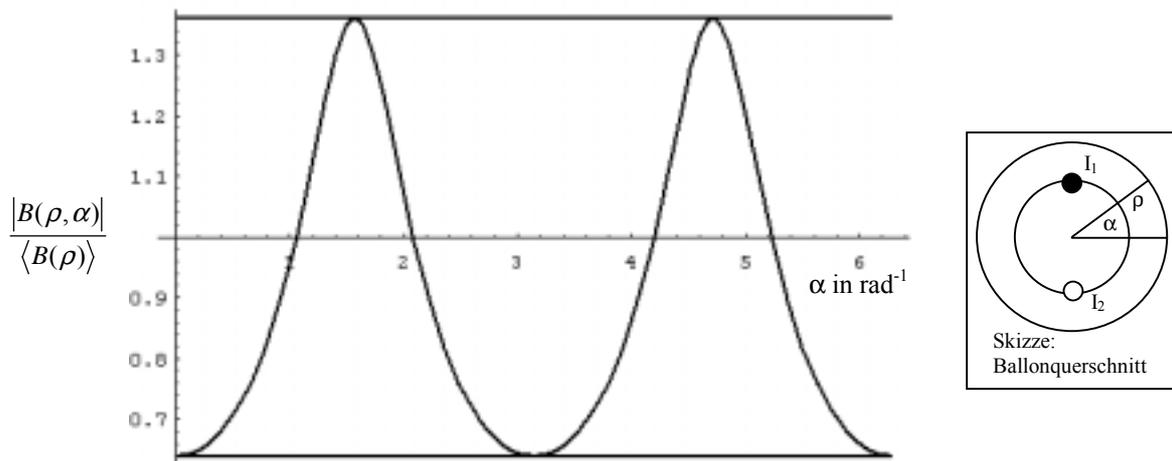


Abb. 4.3.1: Schwankungen des Magnetfeldbetrags für die „Single-Loop“ am Außenballon. Es ist die normierte Funktion $|B(\rho, \alpha)|$ als Funktion des Winkels $\alpha \in [0, 2\pi]$ aufgetragen.

Die Maxima liegen, wie zu erwarten, genau auf Höhe der Leiter bei $\alpha=\pi/2$ und $\alpha=3\pi/2$. Die Minima sind um $\pi/2$ verschoben.

„Double-Loop“:

Für die Double-Loop (Leiter 1: $I_1=+I_z$, φ_{optimal} ; Leiter 2: $I_2=+I_z$, $\varphi=180^\circ-\varphi_{\text{optimal}}$; Leiter 3: $I_3=-I_z$, $\varphi=180^\circ+\varphi_{\text{optimal}}$; Leiter 4: $I_4=-I_z$, $\varphi=-\varphi_{\text{optimal}}$) ergibt sich nach numerischer Optimierung unter der Nebenbedingung

$$|B(\rho, 0^\circ)| = |B(\rho, 90^\circ)|$$

ein Winkel von $\varphi_{\text{optimal}}=62,2^{\circ}$ für die optimale Positionierung der Stützstellen.

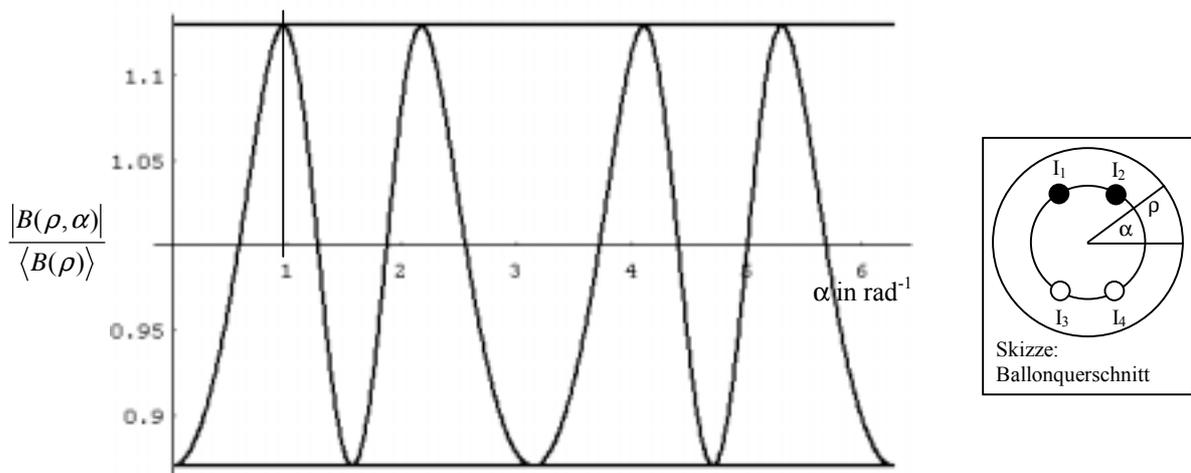


Abb. 4.3.2: Schwankungen des Magnetfeldbetrags für die „Double-Loop“ mit $\varphi_{\text{optimal}}=62,2^{\circ}$.

Es ist die normierte Funktion $|B(\rho, \alpha)|$ als Funktion des Winkels $\alpha \in [0; 2\pi]$ aufgetragen.

Man erhält mit dieser Konfiguration eine Reduktion der Schwankung des Magnetfeldbetrags auf $\langle \sigma(\rho) \rangle = \pm 13\%$ im Vergleich zur „Single-Loop“ mit $\langle \sigma(\rho) \rangle = \pm 36\%$.

Daß alle Minima die gleichen Funktionswerte haben, entspricht genau der Nebenbedingung. Es fällt auf, daß z.B. das erste Maximum nicht, wie zu erwarten, bei der Position der Leiter bei $\alpha = 62,2^{\circ} = 1,086 \text{ rad}^{-1}$ liegt, sondern weiter nach links ($\alpha_{1. \text{Maximum}} < 1,0 \text{ rad}^{-1}$) verschoben ist. Durch die Superposition der Felder und der Addition deren Feldlinienvektoren kann man aus obigem Graphen also nicht die genaue Leiterposition ablesen.

Um die Eindeutigkeit dieser optimalen Leiterposition gewährleisten, wird eine Kurvenschar $|B(\rho, \alpha, \varphi)|$ mit $\alpha \in [0; 2\pi]$ und $\varphi \in [0; \pi/2]$ dargestellt. Zur Veranschaulichung dreht man die Abbildung 4.3.2 virtuell um 90° um die vertikale Achse in die Zeichenebene. Auf der neuen horizontalen Achse in Abbildung 4.3.3 sind die verschiedenen Positionswinkel φ der Spulenleiter mit $\varphi \in [0; \pi/2]$ aufgetragen. Durch Lokalisation der kleinsten vertikalen Ausdehnung der Kurvenschar in Abbildung 4.3.3 läßt sich der optimale Positionswinkel φ_{optimal} für eine minimale Schwankung $\langle \sigma(\rho) \rangle$ bestimmen.

Mit Hilfe dieser Darstellungsvariante läßt sich somit auch graphisch der optimale Positionswinkel der Leiter für eine minimale Schwankung des Magnetfeldbetrages auf einem Kreis um den Ursprung mit Radius ρ näherungsweise ermitteln. Die graphische Darstellung ergibt einen optimalen Winkel φ_{optimal} von $1,08 \text{ rad}^{-1}$. Dies entspricht analog zur numerischen Optimierung einem Winkel von $61,9^{\circ}$. Die Abweichung von $62,2^{\circ}$ kann z.B.

von der begrenzten Anzahl der einzelnen Kurven (hier: 40 Stück) in Abbildung 4.3.3 bzw. von der Ablesegenauigkeit herrühren.

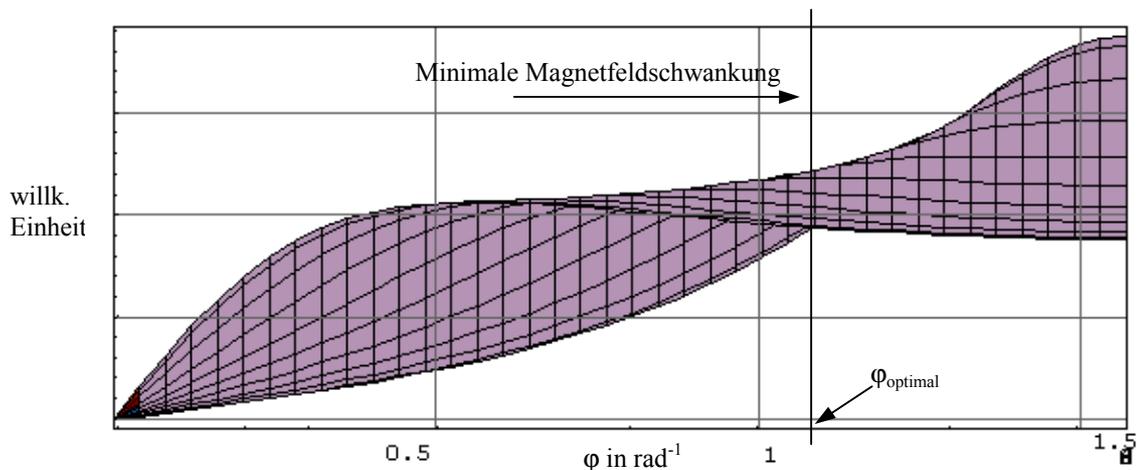


Abb. 4.3.3: Kurvenschar für die „Double-Loop“: horizontale Achse $\varphi \in [0; \pi/2]$; vertikale Achse $|B(\rho, \alpha, \varphi)|$; in die Zeichenebene $\alpha \in [0; 2\pi]$.

Dies zeigt, daß die graphische Ermittlung des optimalen Positionswinkels nur zur Abschätzung geeignet ist. Man erkennt aber deutlich, daß bei allen möglichen Positionswinkeln $\varphi \in [0; \pi/2]$ nur ein lokales Minimum für die Magnetfeldschwankung auftritt und die Leiterposition demzufolge eindeutig ist.

„Triple-Loop“:

Analog zum Design der „Double-Loop“ läßt sich eine „Triple-Loop“ denken. Unter einer Triple-Loop ist folgende Leiteranordnung zu verstehen:

Leiter 1: $I_1 = +I_z$, φ_{optimal} ; Leiter 2: $I_2 = +I_z$, $\varphi = 90^\circ$; Leiter 3: $I_3 = +I_z$, $\varphi = 180^\circ - \varphi_{\text{optimal}}$; Leiter 4: $I_4 = -I_z$, $\varphi = 180^\circ + \varphi_{\text{optimal}}$; Leiter 5: $I_5 = -I_z$, $\varphi = 270^\circ$; Leiter 6: $I_6 = -I_z$, $\varphi = -\varphi_{\text{optimal}}$.

Die numerische Optimierung ergibt für die Leiterposition der „Triple-Loop“ einen Winkel von $\varphi_{\text{optimal}} = 49,4^\circ$. Die im vorherigen Unterpunkt „Double-Loop“ aufgestellte Nebenbedingung $|B(\rho, 0^\circ)| = |B(\rho, 90^\circ)|$ ist im Falle der „Triple-Loop“ nicht korrekt. Sie würde zu einem Winkel von $\varphi_{\text{optimal}} = 46,8^\circ$ führen. Der Grund ist, dass an der Stelle $(\rho, 90^\circ)$ nun kein Minimum mehr wie im Beispiel der „Single-Loop“, sondern ein lokales Maximum auftritt. Die numerischen Optimierungsverfahren zeigen, daß die Feldschwankung am Rande des Außenballons minimal ist, wenn alle Minima den gleichen Funktionswert haben.

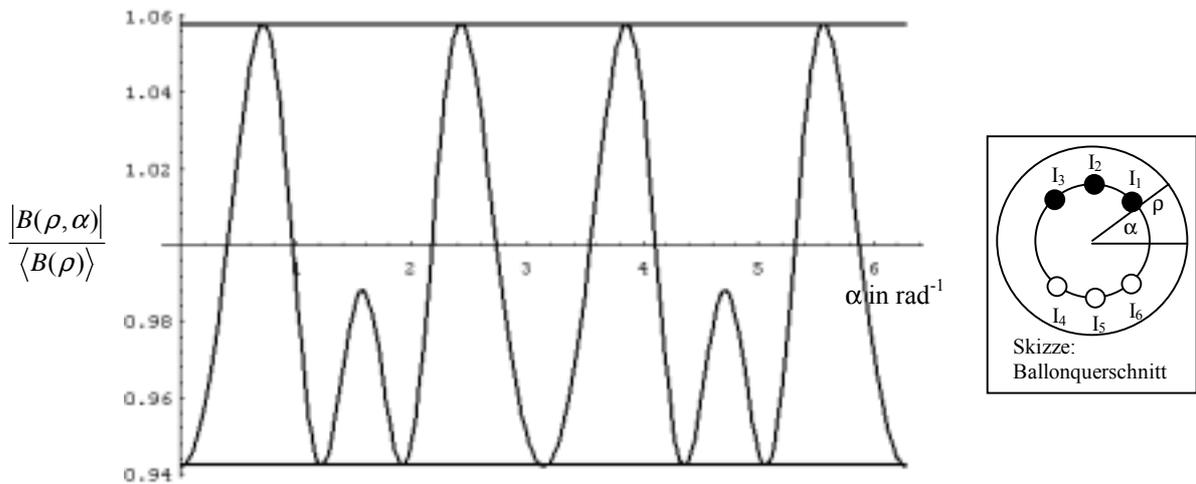


Abb. 4.3.4: Schwankungen des Magnetfeldbetrags für die „Triple-Loop“ mit $\varphi_{\text{optimal}}=49,4^\circ$.
 Es ist die normierte Funktion $|B(\rho, \alpha)|$ als Funktion des Winkels $\alpha \in [0; 2\pi]$ aufgetragen.

Aus der Darstellung in Abbildung 4.3.4 ergibt sich, daß sich die Schwankung des Magnetfeldbetrags bei der „Triple-Loop“ bei einem Winkel von $\varphi_{\text{optimal}}=49,4^\circ$ auf $\langle \sigma(\rho) \rangle = \pm 5,8\%$ minimieren läßt. Um zu zeigen, daß keine anderen Positionswinkel mehr neben dem Winkel $\varphi_{\text{optimal}}=49,4^\circ$ existieren, bei denen die Magnetfeldschwankung $\langle \sigma(\rho) \rangle$ eventuell noch geringer ausfällt, wird analog zu Abbildung 4.3.3 die Darstellungsvariante der Kurvenschar $|B(\rho, \alpha, \varphi)|$ gewählt.

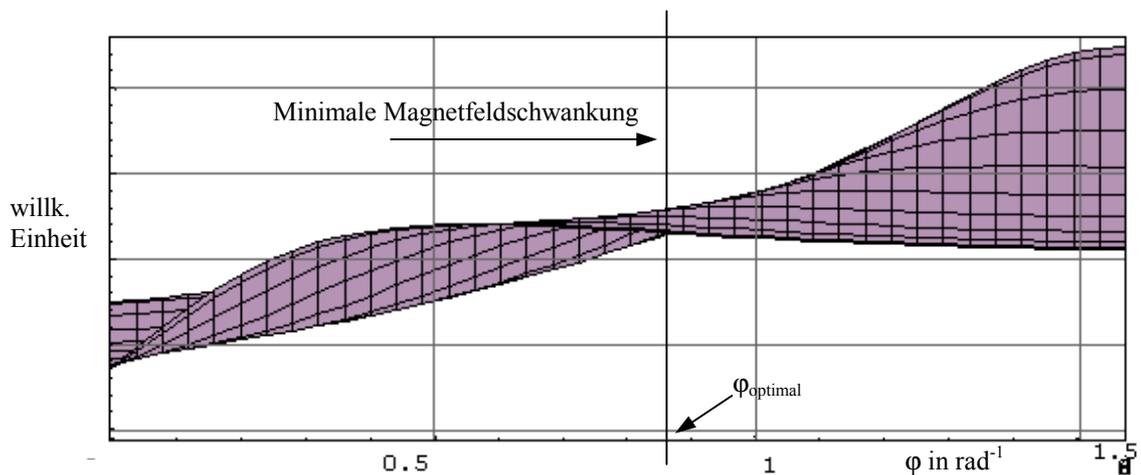


Abb. 4.3.5: Kurvenschar für die „Triple-Loop“: horizontale Achse $\varphi \in [0; \pi/2]$; vertikale Achse $|B(\rho, \alpha, \varphi)|$; in die Zeichenebene $\alpha \in [0; 2\pi]$.

Aus dieser graphischen Auswertung ergibt sich ein optimaler Winkel für die Leiterposition von $\varphi_{\text{optimal}}=0,86 \text{ rad}^{-1}$. Dies entspricht einem Winkel von $\varphi_{\text{optimal}}=49,3^\circ$. Der graphisch ermittelte Wert stimmt mit dem numerischen Ergebnis im Rahmen der

Zeichengenauigkeit überein. Aus Abbildung 4.3.5 wird deutlich, daß die Leiterposition eindeutig ist.

4.4 Vergleich

Wie die Computersimulationen zeigen, ist es möglich die Schwankungen des Magnetfeldbetrags von 36% bei der herkömmlichen „Single-Loop“ auf 13% bei der „Double-Loop“ bzw. 6% bei der „Triple-Loop“ zu reduzieren. Diese drastische Verbesserung steigert zudem noch den Betrag des Magnetfeldes im „Fernfeld“. In einem Abstand vom doppelten Spulenradius ist der Betrag des Magnetfeldes im Vergleich zum Rand des Außenballons auf 22% bei der „Single-Loop“, auf 24% bei der „Double-Loop“ bzw. auf 25% bei der „Triple-Loop“ (Tabelle 4.4: Magnetfeldabfall) abgefallen.

Spulendesign:	„Single-Loop“	„Double-Loop“	„Triple-Loop“
Positionswinkel φ :	0°	62,2°	49,4°
Schwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$:	36%	13%	6%
Magnetfeldabfall $ B(2\rho) / B(\rho) $:	22%	24%	25%

Tabelle 4.4: Direkter Vergleich der verschiedenen Spulenarchitekturen. Das Verhältnis vom Radius des Innenballons zu dem des Außenballons beträgt 3/5.

Der Betrag des Magnetfeldes $|B(\rho)|$ ist direkt proportional zur Windungszahl N (Abb. 4.4.1), da der Stromfluß durch die Spule um ein Vielfaches ansteigt. Wie aus der doppeltlogarithmischen Darstellung in Abbildung 4.4.1 ersichtlich fällt der Magnetfeldbetrag $|B(\rho)|$ ungefähr mit $1/\rho^2$ nach außen ab. Dieser Abfall ist ein Indiz dafür, daß es sich bei den verschiedenen Spulenarchitekturen (außer der Quadrupolanordnung) um Anordnungen handelt, die im „Fernfeld“ Dipolcharakter aufweisen. Die konzentrische Ausleuchtung des „Fernfeldes“ untermauert den Verdacht des Dipolcharakters, da die Feldlinien eines magnetischen Liniendipols konzentrische Kreise sind (Anhang B). Je mehr Windungen man benutzt, desto kleiner ist die Entfernung vom Spulenmittelpunkt, in der man eine konzentrische Verteilung erhält. Dies zeigt sich auch in der Reduktion der Schwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ bei gleichzeitiger Steigerung der Windungszahl (Tabelle 4.4). Ebenfalls für den Dipolcharakter der Anordnungen spricht der Magnetfeldabfall in Tabelle (4.4). Bei einem idealen Liniendipol wäre $|B(2\rho)|/|B(\rho)|=25\%$, da das Feld mit $1/\rho^2$

abnimmt. Dies bestätigt sich bei Erhöhung der Windungszahl, wobei der Magnetfeldabfall $|B(2\rho)|/|B(\rho)|$ asymptotisch gegen den Wert 25% läuft. Genauere theoretisch Betrachtungen und mathematische Herleitungen hierzu sind im Anhang B zu finden.

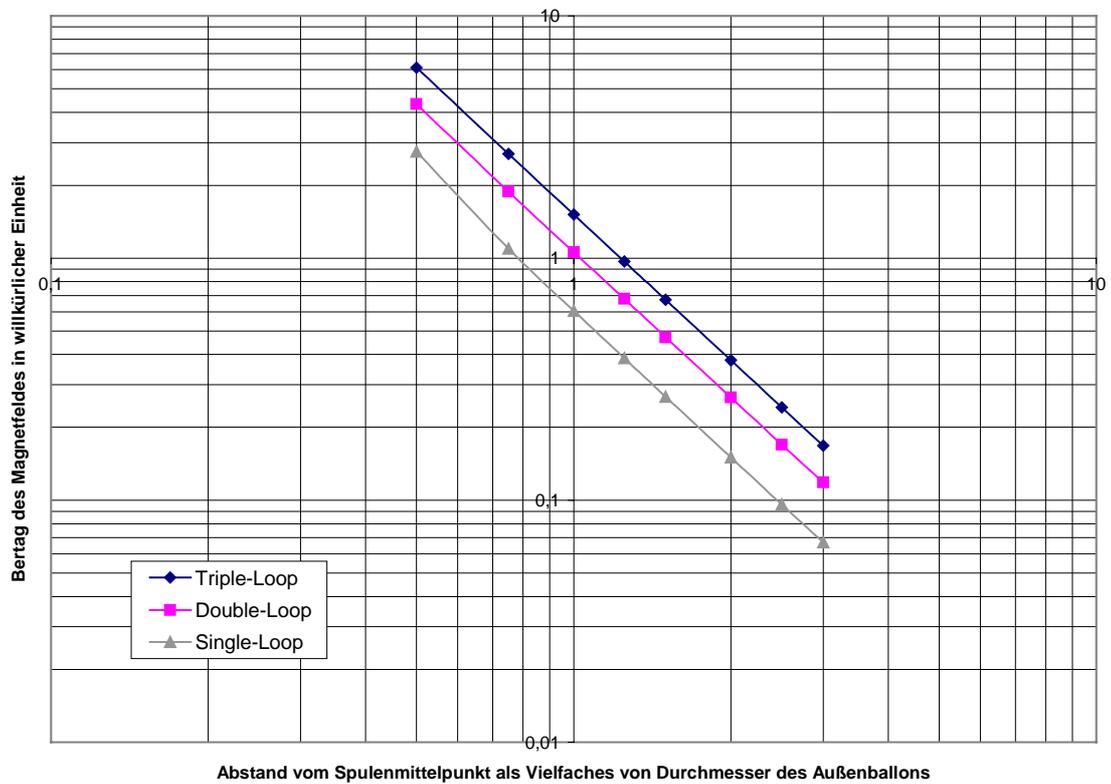


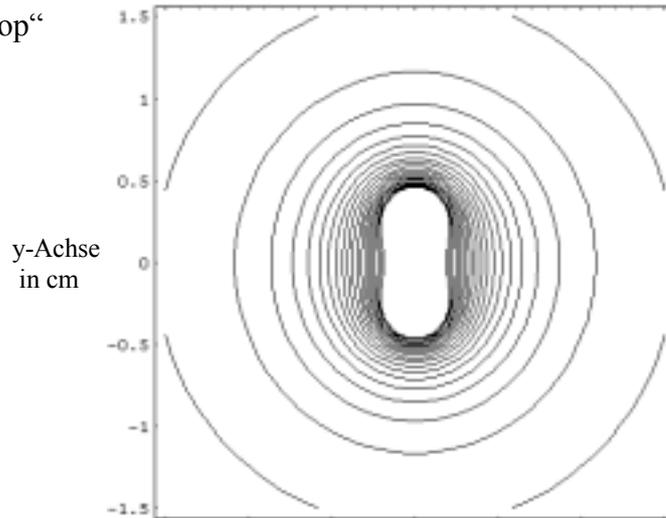
Abb. 4.4.1: Direkter Vergleich der verschiedenen Spulenarchitekturen in doppeltlogarithmischer Darstellung.

In Abbildung 4.4.2 ist noch einmal veranschaulicht, welchen Vorteil das neu entwickelte Konzept der „Double-Loop“ bzw. „Triple-Loop“ im Vergleich zur „Single-Loop“ aufweist. Abbildung 4.4.3 wurde ebenfalls mit dem Programm Mathematica erstellt und dient lediglich als Übersichtsgraphik. In z-Richtung ist der Betrag des Magnetfeldes

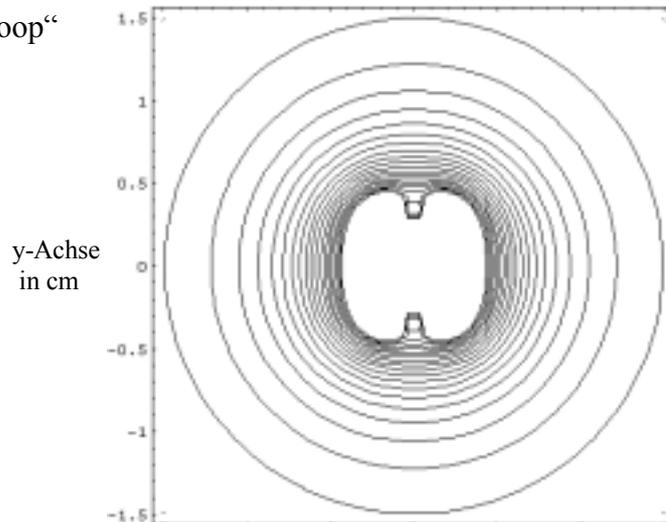
$$|B(\rho)| = \left| B \left(\sqrt{(B\bar{e}_x)^2 + (B\bar{e}_y)^2} \right) \right|$$

aufgetragen.

a) „Single-Loop“



b) „Double-Loop“



c) „Triple-Loop“

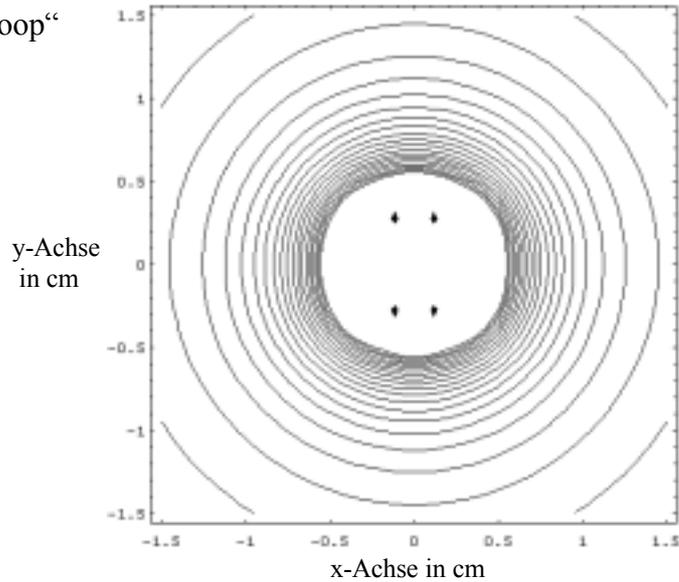
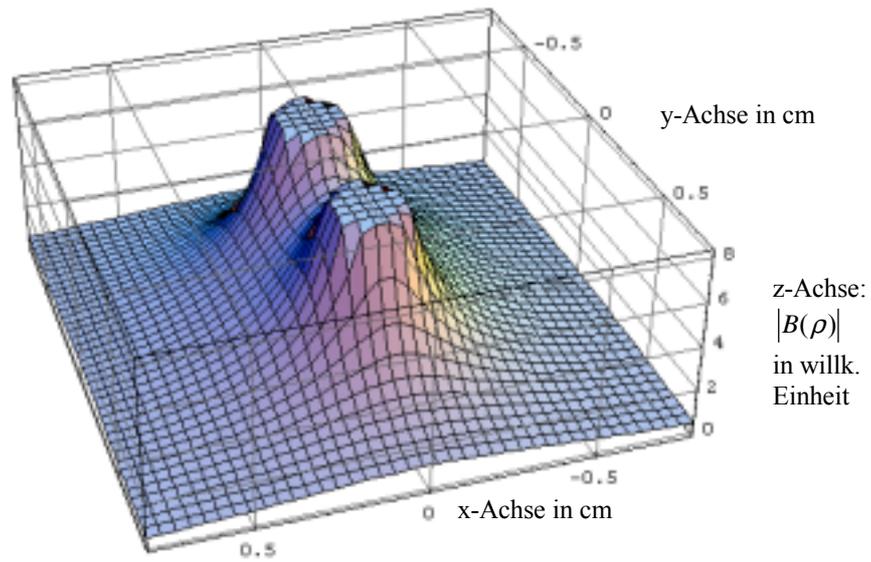
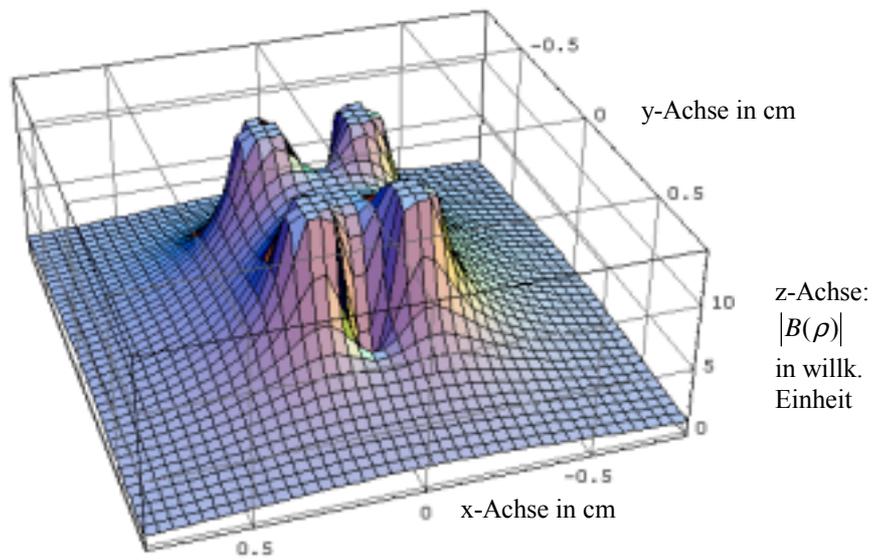


Abb. 4.4.2: Contour-Plot: Direkter Vergleich der Magnetfeldverteilung von a) „Single-Loop“, b) „Double-Loop“ und c) „Triple-Loop“. Je größer die Anzahl N der Leiter, desto besser läßt sich das Vorhaben der konzentrischen Verteilung approximieren.

„Single-Loop“



„Double-Loop“



„Triple-Loop“

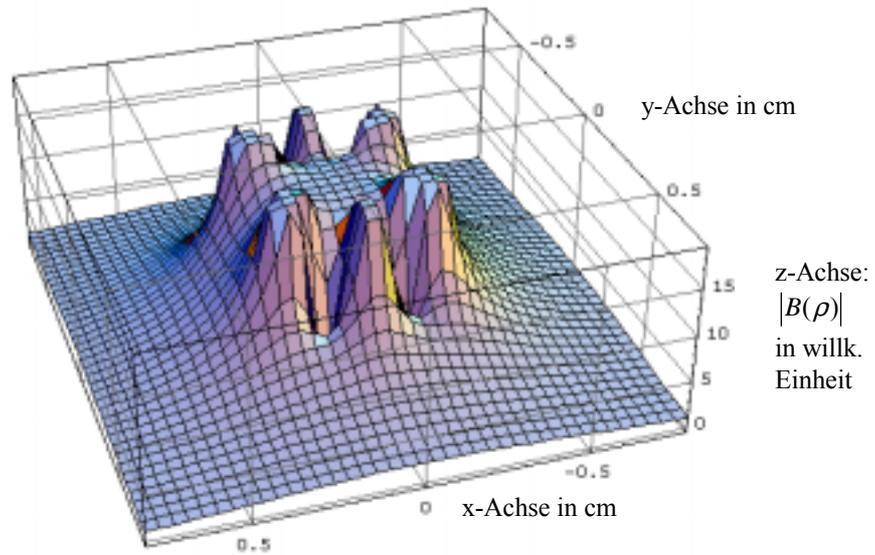


Abb. 4.4.3: 2D-Oberflächen-Plot zur Veranschaulichung der Magnetfeldverteilung der einzelnen Spulentypen.

4.5 Ballondurchmesser

Der Durchmesser des inflatierten Außenballons muss der jeweiligen Untersuchung genau angepasst sein. Der Ballonkatheter muss das Gefäß okkludieren, ohne es gleichzeitig zu überdehnen. Im folgenden soll anhand der „Double-“ und „Triple-Loop“ untersucht werden, welche Auswirkungen eine Veränderung des Verhältnisses vom Durchmesser des Innen- zu dem des Außenballons mit sich zieht. Die Spulenarchitektur muß für jedes unterschiedliche Verhältnis neu berechnet werden. Der optimale Positionswinkel φ_{optimal} ist in Abhängigkeit dieses Verhältnisses Abbildung B.3.1 bzw. B.3.2 im Anhang zu entnehmen. Unter Zuhilfenahme dieser Werte läßt sich die Schwankung des Magnetfeldbetrags am Rand des Außenballons ermitteln. Je kleiner der Innenballon mit der Leiterarchitektur im Verhältnis zum Außenballon wird, desto geringer werden die Feldschwankungen am Außenballon. Man nähert sich durch Verkleinerung des Innenballons mit dem Bereich des Außenballons immer mehr dem „Fernfeld“ der Spule, in dem diese Spulenarchitekturen Dipolcharakter aufweisen. Ein idealer magnetischer Liniendipol erzeugt eine völlig konzentrische Magnetfeldverteilung. Im Anhang B wird untersucht, ob die Magnetfeldverteilungen dieser Spulenarchitekturen mit der eines idealen Liniendipols übereinstimmen.

Als Entscheidungskriterium für die Wahl dieses Verhältnisses zählt neben der Magnetfeldschwankung an der Gefäßwand auch die Signaleindringtiefe für angrenzendes Gewebe. Die Signaleindringtiefe hängt bei der „Double-“ und „Triple-Loop“ vom Durchmesser der Spulengeometrie ab. Je größer dieser Durchmesser, desto weiter entfernte Strukturen können visualisiert werden.

Es muß also ein Kompromiß zwischen minimaler Feldschwankung und maximaler Signaleindringtiefe getroffen werden. Als Toleranzgrenze für eine konzentrische Ausleuchtung der Gefäßwand wird für die optimalen Spulengeometrien eine maximale Feldschwankung von $\langle\sigma(\rho)\rangle=\pm 15\%$ angenommen. Experimentelle Ergebnisse bestätigten diesen Wert. Laut Abbildung 4.5. folgt hiermit für dieses Verhältnis ein Wert von ungefähr 0,6. In Kapitel 4.3 wurde zur Auswertung der einzelnen Spulenarchitekturen ein Verhältnis vom Durchmesser des Innen- zu dem des Außenballons von $3/5$ gewählt, was dem obigen Wert von 0,6 entspricht.

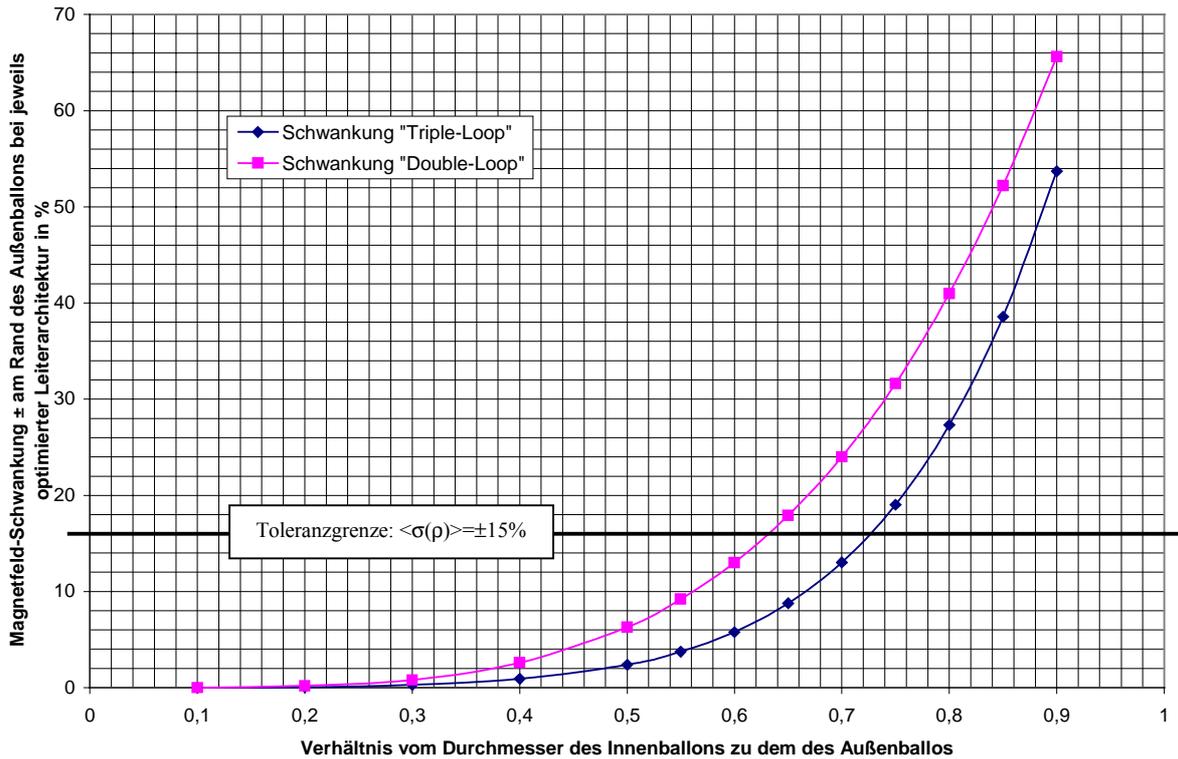


Abb.4.5: Auswirkung des Verhältnisses von Innen- zu Außenballondurchmesser auf die Magnetfeldschwankung am Rand des Außenballons am Beispiel der „Double-“ und „Triple-Loop“.

4.6 Endlich lange Leiter

Bei der Realisierung der Leiterarchitektur auf einem kommerziellen Angioplastiekatheter läßt sich die Näherung für unendlich lange Leiter jedoch nicht anwenden. Standardangioplastiekatheter sind größenordnungsmäßig ca. 20-80 mm lang und haben einen Durchmesser von ungefähr 3-10 mm. Die Annahme $z_1=0$ für unendlich lange Leiter bei der Auswertung des Biot-Savart-Gesetzes ist somit nicht mehr gewährleistet. Es gilt vielmehr

$$\begin{aligned} \vec{B}(\rho_1, z_1) &= \int d\vec{B} = \frac{I}{c} \int_{-1/2}^{+1/2} dz_2 \vec{e}_z \times \frac{\rho_1 \vec{e}_{\rho_1} + (z_1 - z_2) \vec{e}_z}{(\rho_1^2 + (z_1 - z_2)^2)^{3/2}} \\ &= \frac{I}{c} \vec{e}_{\phi} \int_{-1/2}^{+1/2} dz_2 \frac{\rho_1}{(\rho_1^2 + (z_1 - z_2)^2)^{3/2}}. \end{aligned}$$

Dieses Integral ist allerdings nicht mehr so trivial zu lösen wie das Integral in Unterpunkt 4.1. Bei dieser Untersuchung sind jene Integrale numerisch mit dem Runge-Kutta-Verfahren 4.-Ordnung evaluiert worden (Abb. 4.6).

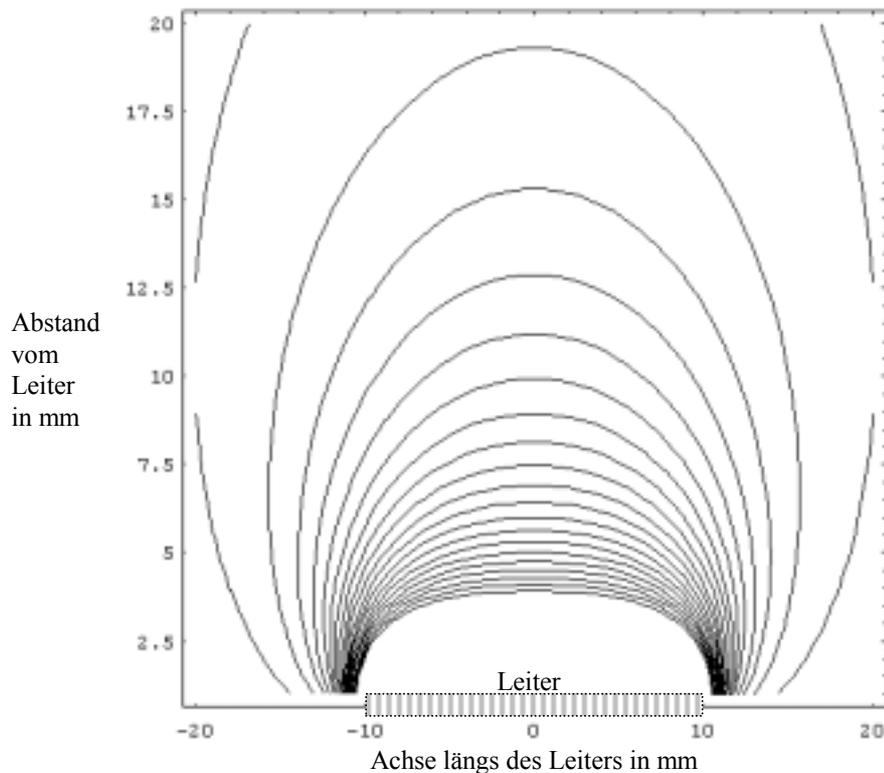


Abb. 4.6: Magnetfeldverteilung um einen 20 mm langen Leiter herum (zylindersymmetrisches Problem). Nach oben ist der Abstand vom Leiter aufgetragen.

Weiter muß beachtet werden, daß die Drähte nicht nur in der z-Richtung liegen, sondern auch die Querverbindungen bzw. die Anschlüsse (Abb. 4.2.6) Beiträge zur Magnetfeldverteilung liefern. Das bedeutet, daß man über jedes einzelne Leiterstück integrieren und die einzelnen Beiträge komponentenweise superpositionieren muß. Je kürzer die Spule ist, desto größer sind die Beiträge dieser Verbindungen. Und je größer die Anzahl N der Leiterfäden ist, desto größer sind die Abweichungen von der Näherung, es handele sich um eine unendlich lange Spule.

Die MR-Schnittbilder, die im mittleren Bereich des Bildgebungskatheters akquiriert werden, stimmen mit den numerischen Ergebnissen überein. Lediglich an den Katheterenden treten teilweise leichte Schatteneffekte auf. Diese Problematik soll allerdings im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter erörtert werden. Die Anwendung zeigt, daß diese Effekte bei Kathetern mit dieser Dimension nicht störend ins Gewicht fallen.

Kapitel 5

Herstellung der intravaskulären Spule

Vorbemerkung: Im folgenden handelt es sich um ein sehr technisches Kapitel. Dieses stellt aber einen zentralen Teil der vorliegenden Arbeit dar und ist aus diesem Grund im Hauptteil angesiedelt.

5.1 Anforderungen

Die Anforderungen an die intravaskuläre HF-Spule, die in der Anwendung und den Abmessungen einem derzeit standardmäßig verwendeten angiographischen Katheter gleichen soll, sind relativ komplex:

- 1.) Bei der Humanapplikation kann maximal die Einlage einer 8F-Schleuse toleriert werden. Das bedeutet, daß der modifizierte Katheter im deflatierten Zustand höchstens einen Durchmesser von 8 French, also 2,7 mm, betragen darf.
- 2.) Bei dem Innenballon wurde auf einen kommerziellen PTA-Ballonkatheter (5 French = 1,7 mm) zurückgegriffen. Somit wird gewährleistet, daß der Innenballon einem Druck von ca. 10 bar standhält. Dieser hohe Druck ist notwendig, um die Leiterarchitektur wieder in die gewünschte Ausgangsposition zu bekommen, nachdem der Katheter im deflatierten Zustand die Schleuse passiert hat. Zudem war es zu kompliziert, solch einen Katheter, wie in Kapitel 2.2 „Perkutane Transluminale Angioplastie“ ausführlich beschrieben, im Hinblick auf die Zuleitung mit mehreren verschiedenen Lumina etc. selber zu fertigen.
- 3.) Eigene Entwicklung und Fertigung eines Außenballons mit extrem dünner Wanddicke von 30-40 µm, aus einem flexiblen, nicht porösen Material, der einem Innendruck von bis zu 4 bar standhält, um das Gefäß auf den gewünschten

Durchmesser expandieren zu können. Die Verwendung eines kommerziellen Ballonmaterials für den Außenballon würde aufgrund der starken Wanddicke die Einlage einer 9F-Schleuse (3,0 mm) erfordern.

- 4.) Verwendung eines Drahts aus Kupfer mit einem möglichst großen Leitungsquerschnitt, um bei Frequenzen von 40 MHz den Einfluß des Skineffekts gering zu halten (Leichtschichtdicke $\delta_{Cu}=4,2 \mu\text{m}$). Jedoch muß sich der Durchmesser des gesamten Bildgebungskatheters im deflatierten Zustand auf 8 French minimieren lassen. Des weiteren muss der Katheter flexibel genug bleiben, um sich leichtgängig durch das Gefäß manövrieren zu lassen.
- 5.) Das zur Signalübertragung von der Detektionsspule zur Elektronik benutzte Koaxialkabel darf aus Platzgründen höchstens einen Außendurchmesser von 0,5 mm haben, da es in ein Lumen der Zuleitung passen muß.
- 6.) Um den Außenballon inflatieren zu können, wird ein zweites Lumen in der Zuleitung benötigt. Hierzu wird über die Zuleitung des kommerziellen 5F-PTA-Katheters und das 0,5 mm dicke Koaxialkabel ein Schrumpfschlauch mit einer Wandstärke von 0,2 mm gezogen. Wird dieser erwärmt und so zieht er sich auf seinen minimal möglichen Durchmesser zusammen. Der Zwischenraum zwischen kommerzieller Zuleitung und Koaxialkabel bleibt groß genug, um den Außenballon inflatieren zu können.
- 7.) Es wurde ein spezielles Anschlußstück entwickelt und gefertigt, welches erlaubt, beide Lumina separat inflatieren, den Führungsdraht einführen und das Koaxialkabel mit der Elektronik kontaktieren zu können.
- 8.) Speziell ausgewählte Kleber lösen die unterschiedlichen Materialien an und verbinden diese extrem fest, damit sie dem nötigen Druck standhalten.

5.2 Außenballon

Bei der kommerziellen Fertigung eines Ballons für PTA-Katheter wird ein dünner Nylonschlauch unter hohem Druck in eine bereits vorhandene Form aufgedehnt, welche die Gestalt des gewünschten Ballons hat. Nylon hat den Vorteil, daß sich der Ballon während der Applikation trotz des großen Druckanstiegs nur minimal ausdehnt.

Das hier zum Einsatz kommende Verfahren beruht auf der Idee, das Ballonmaterial von außen auf ein bereits modelliertes Templat aufzubringen. Die Eigenschaften des Templats sollen ähnlich wie die eines Wachses sein. Die gesuchte Substanz soll sich bei

Raumtemperatur in die Form eines PTA-Ballons bringen lassen, anschließend bei Erwärmung seinen Aggregatzustand ändern und sich somit als Flüssigkeit leicht entfernen lassen. Es wäre hier eine wasserlösliche Substanz wünschenswert, um alle Rückstände des Templats möglichst einfach und restlos entfernen zu können. Der Schmelzpunkt sollte aus technischen Gründen bei ca. 40 °C liegen. Es fiel die Wahl auf das nicht toxische Polyethylenglykol (PEO) 1000 bzw. 1500 mit einem Schmelzpunkt von ca. 34 °C bzw. 39°C. Als Ballonmaterial kam in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe für Polymerchemie der Philipps-Universität Marburg unter Leitung von Herrn Prof. Dr. A. Greiner das biokompatible Polymer Poly(p-xylylen) (PPX) zum Einsatz, womit diese Arbeitsgruppe schon seit langem vertraut ist. Die Vorteile und die Verarbeitung sind in den folgenden Unterpunkten unter Berufung auf die Dissertation von Dr. M. Ishaque „Poly(p-xylylene): Synthesen, Strukturen, Eigenschaften und spezielle Anwendungsgebiete“ aufgeführt.

Synthese von Poly(p-xylylen):

Die Synthese von Poly(p-xylylen) (PPX) geht zurück auf Tjiele und Balhorn, die als erste PPX 1904 synthetisierten. Seit Szwarc 1947 bei der Untersuchung von C-H-Bindungsenergien in p-Xylenen (1) die Bildung eines Polymers beobachten konnte und dessen Struktur als PPX (3) beschrieb, erlangte die Erforschung des Polymers zunehmendes Interesse.

Durch Zufuhr von thermischer Energie kommt es zur Spaltung zweier C-H-Bindungen der Methyl-Gruppen und zur Bildung von 1,4-Dimethylen-2,5-cyclohexadien (2) (im folgenden nur noch mit p-Chinodimethan bezeichnet). Dieses eigentliche Monomer ist in der Lage, auf Grund seiner Reaktionsfähigkeit spontan, nach Kondensation bei Raumtemperatur, zum Polymer zu reagieren.

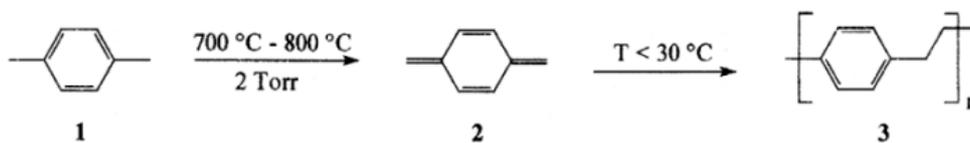


Abb. 5.2.1: Pyrolyse von p-Xylol (1) zur Synthese von PPX (3) durch intermediär entstehendes p-Chinodimethan (2)

Besondere Eigenschaften von PPX:

Mit Hilfe des Beschichtungsverfahrens über die Pyrolyse-Technik ist man in einzigartiger Weise in der Lage, sehr dünne Polymerschichten auf Substrate ohne Verwendung von Lösungsmitteln aufzubringen. Bei der Gasphasenpyrolyse vollzieht sich die Polymerisation dort, wo sich das p-Chinodimethan in Substanz abscheidet. Die Produkte dieses Verfahrens sind hochmolekulare Polymerfilme, die bis 0,1 μm porenfrei sind, so daß Beschichtungen im μm -Bereich von praktisch jedem Substrat bei Raumtemperatur möglich sind. Das Polymer fällt typischerweise als transparenter, teilkristalliner Film an. Die Schichtdicke solcher Filme ist selbst auf unregelmäßig geformten Substraten konstant. Der Schmelzbereich des kristallinen Anteils liegt bei 420 °C und damit bereits im Zersetzungsbereich des Polymers. Die mechanischen Eigenschaften des Polymers werden durch einen hohen Elastizitätsmodul und einen geringen Ausdehnungskoeffizienten gekennzeichnet. Auch findet PPX eine immer größere Bedeutung in der Verwendung als Biomaterial. Insbesondere steht dabei seine Verwendung als Material zur Veredelung von Implantatoberflächen im Mittelpunkt. Die Möglichkeit ohne Additive und Katalysatoren zu arbeiten, machen Reinigungsverfahren unnötig. Entzündungsreaktionen, die durch Polymerzusätze hervorgerufen werden, sind also bei einem solchen Verfahren unbekannt. Aufgrund dieser besonderen, einzigartigen Eigenschaften von PPX erschien dieses Polymer für unsere Anwendungszwecke das optimale Material zu sein.

Beschichtungsprozess:

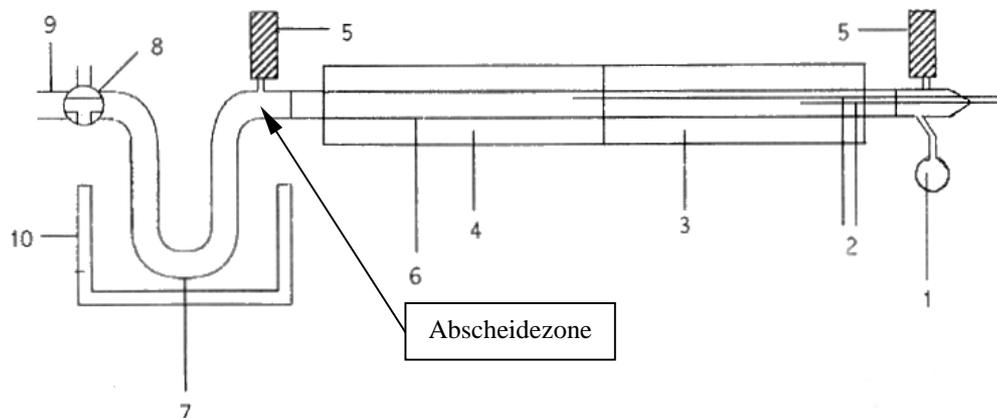
Das Templat wird auf einer Halterung in der Pyrolysezone fixiert. Es ist möglich, zwei Template gleichzeitig zu beschichten. Die Anlage wird luftdicht verschlossen und mit Hilfe der Vakuumpumpe ein Hochvakuum erzeugt. Für Schichtdicken von 30-40 μm ist erfahrungsgemäß ein Startmaterial im Vorratskolben von 1000 mg nötig. Der Vorratskolben wird mit einem Heißluftföhn ca. 60 Minuten lang auf 700-800°C erwärmt bis das Startmaterial vollständig verdampft ist. Nach Bildung des Monomers in der Pyrolysezone kommt es bei Temperaturen von typischerweise Raumtemperatur zur Abscheidung dieser reaktiven Teilchen aus der Gasphase auf die Substratoberflächen, auf der sich die Polymerisation zu PPX abspielt. Bei diesen Beschichtungen sind Parameter, wie Verdampfungsrate des Startmaterials und Kontaktzeit in der Pyrolysezone, Abscheiderate und –temperatur des p-Chinodimethans sowie Schichtdicken der Polymere sehr wichtig und von entscheidender Bedeutung für die Eigenschaften des Polymerfilms. Prägnantestes

Beispiel für den Einfluß von Abscheidetemperatur auf die Struktur von PPX ist die Beeinflussung der Kristallmodifikation in Abhängigkeit von der Abscheidetemperatur. Verdampft das Startmaterial zu schnell, erhält man einen milchigen Film, der sehr spröde und brüchig ist.

Alternativen:

Polymerfilme werden häufig aus Lösungen hergestellt. Diese Lösungen können z.B. durch Sprühen (air-brush-Verfahren), Tauchen (dip-coating) oder Schleudern (spin-coating) in unterschiedlichen Filmdicken auf Substrate aufgebracht werden. Planare Substrate sind dabei meist Voraussetzung um geeignete Schichtdicken zu ermöglichen. Problematisch sind durch das Verdampfen des Lösungsmittels entstehende Poren. Die entscheidenden Parameter bei der Beschichtung wie Viskosität der Lösung und Abdampfrate des Lösungsmittels sind dabei schwer zu kontrollieren – ebenso wie die entstehende Schicht. Allerdings ist die Durchführbarkeit sehr einfach.

Pyrolyse-Anlage:



- | | |
|------------------------------------|-------------------------|
| 1. Vorratskolben für Startmaterial | 6. Pyrolyserohr (Quarz) |
| 2. Thermofühler | 7. Kühlfalle |
| 3. Verdampfungszone | 8. Dreiwegehahn |
| 4. Pyrolysezone | 9. Zur Vakuumpumpe |
| 5. Manometer | 10. Dewargefäß |

Abb. 5.2.2: Pyrolyse zur Synthese von PPX (schematisch).

5.3 Fertigung des Katheters

Im folgenden Unterpunkt wird ein kurzer Überblick über die verschiedenen Techniken und Materialien zur Herstellung des intravaskulären Bildgebungskatheters auf Basis eines PTA-Ballonkatheters gegeben.

1. Auswahl des Ballondurchmessers:

Der Ballondurchmesser muß der jeweiligen Untersuchung angepaßt sein. Angenommen, es würde ein Ballon mit 8 mm Durchmesser benötigt werden, so sollte der Innenballon, auf dem die eigentliche Detektionsspule montiert wird, einen Durchmesser von 4-6 mm Durchmesser haben (Kapitel 4). Bei dem Innenballon wurde auf einen kommerziellen Katheter zurückgegriffen. Die Ballone der hier verwendeten Katheter waren alle 40 mm lang und hatten im deflatierten Zustand einen Außendurchmesser von 5 French, also 1,7 mm. Sie sind Produkte der Firma Schneider Scientific namens „Wanda“. Der Nachteil dieser Katheter ist, daß nach einmaligem Inflatieren des Ballons sich das Führungsdrahtlumen im Ballonsegment irreversibel ausdehnt. Dies erschwert das konzentrische Aufbringen des Außenballons.

2. Fixieren der Drähte:

Bei der Wahl des Drahtes wurde ein Kupferdraht mit einem Durchmesser von 0,18 mm verwendet. Entscheidungskriterien hierfür waren der Ohmsche Widerstand und der im Anhang geschilderte Skineffekt (Anhang C), wonach der Draht möglichst dick sein sollte. Aufgrund der Manövrierbarkeit durch die Schleuse und die Gefäße, wäre andererseits wiederum ein möglichst dünner Draht wünschenswert. Der Ballon wird auf ca. 3 bar inflatiert, um ihn auf seinen vorgesehenen Außendurchmesser zu expandieren. Zusätzlich wird der Ballon mit einem 1,5 mm dicken Draht in der Zuleitung stabilisiert. Der Draht wird gemäß der errechneten Leiterarchitektur mit einem speziellen Plastikleber, der nach dem Aushärten extrem fest wird und trotzdem elastisch bleibt, fixiert (Abb. 5.3.1). Bei dem Kleber handelt es sich um einen Cyanacrylat-Sekundenkleber auf Äthylbasis der Firma Boldt&Co.

3. Kontaktierung mit dem Koaxialkabel:

Die Suche nach einem geeigneten Koaxialkabel mit einem Außendurchmesser von maximal 0,5 mm erwies sich als äußerst schwierig. Da diese Kabel in der Industrie bis jetzt anscheinend noch keine Verwendung finden, war es anfangs unmöglich dieses Produkt als Meterware zu beziehen. Jedoch gab die Firma Siemens Mitte des Jahres 1999 solch ein Kabel bei der Firma ISOTEC Kabel GmbH in Auftrag, wovon uns einige Meter zu Forschungszwecken überlassen wurden. Es handelt sich hierbei um ein mit Telfon isoliertes 50Ω-Koaxialkabel mit einem Außendurchmesser von 0,5 mm.

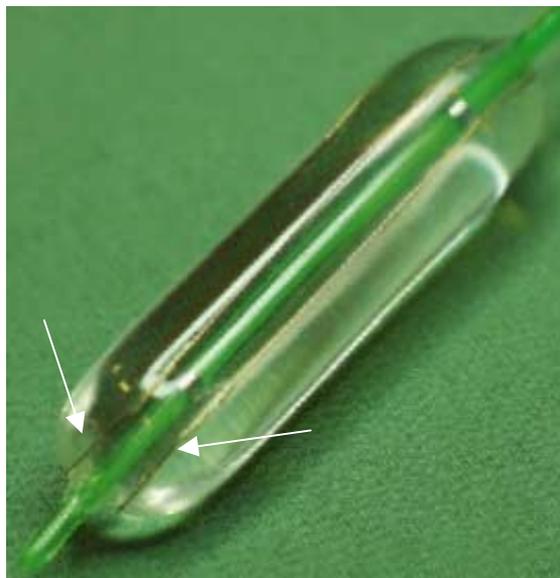


Abb. 5.3.1: Ballonkatheter der Firma Schneider Scientific namens „Wanda“ mit einer „Double-Loop“-Leiterarchitektur. Die Pfeile zeigen die Position der Kupferdrähte an.

Mantel und Innenleiter des Koaxialkabels werden unter einer Arbeitslupe freigelegt. Der Isolierlack des Kupferdrahts wird entfernt und die Stellen mit Lötzinn benetzt. Dabei muß der Draht auf dem Ballon stets mit Wasser gekühlt werden. Der LötKolben darf maximal eine Temperatur von 200°C haben, da der Ballon sonst schmelzen würde. Nun kann man unter äußerster Vorsicht das Koaxialkabel mit der Leiterarchitektur verbinden.

Damit sich die Lötstellen beim späteren Inflatieren des Ballons auf ca. 10 bar nicht lösen, werden diese zusätzlich mit dem oben angesprochenen Kleber fixiert und somit auch gegenüber dem Inflationsmedium isoliert.

4. Zuleitung:

Die Zuleitung des Ballonkatheters der Firma Schneider besteht aus zwei Lumina - ein Lumen für den Führungsdraht und ein Lumen zum Inflatieren des Ballons. Da zum Inflatieren des Außenballons ein zweites Lumen nötig ist, wird ein Schlauch über die kommerzielle Zuleitung geschoben, in dessen Inneren zusätzlich das Koaxialkabel verläuft. Dieser Schlauch muß Drücken bis zu 4 bar standhalten, eine geringe Wandstärke haben und relativ flexibel bleiben. Die selbst bei Spezialfirmen erhältlichen Schläuche, wie z.B. Silikon-, PVC- oder PTFE-Schläuche, genügten in ihren Abmessungen und Eigenschaften nicht den hier nötigen Anforderungen. Nach längerem Suchen fiel die Wahl auf einen Schrumpfschlauch. Diese Schläuche schrumpfen nach dem Erhitzen auf z.B. 200°C auf ihren minimal möglichen Durchmesser zusammen und liegen somit passgenau an dem Objekt an, über das sie geschoben wurden. Schrumpfschläuche finden normalerweise in der Elektronik Verwendung. Sie werden dort zur Isolierung bzw. Fixierung von elektrischen Bauelementen, Anschlüssen und Steckverbindungen benutzt. Aufgrund der Vorteile eines Schrumpfschlauches, wie z.B. extrem geringe Wandstärke, Anlegen hoher Drücke und Paßgenauigkeit nach der Schrumpfung wird ein flexibler, blei- und cadmiumfreier Wärmeschrumpfschlauch der Firma Bürklin vom Typ Deray-KYF 190 aus Fluorpolymer mit einer Wandstärke von 0,24 mm nach der Schrumpfung verwendet.

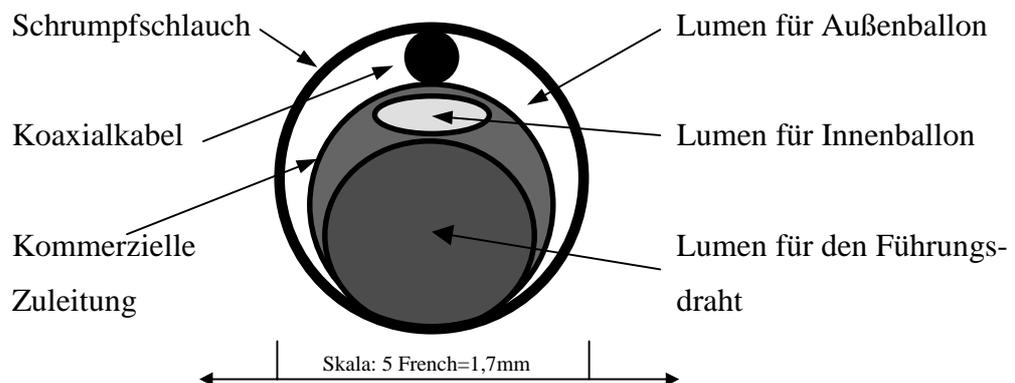


Abb. 5.3.2: Querschnitt der neuen Zuleitung (schematisch).

5. PPX-Ballon:

Zuerst wird der Katheter an seiner Spitze mit einem Stück der kommerziellen Zuleitung verlängert, um dort den Außenballon besser befestigen zu können. Danach wird der Innenballon mit seiner Leiterarchitektur auf seinen minimalen Durchmesser gebracht. Dies

geschieht durch Erzeugen eines Unterdrucks mit der Manometerspritze für das Inflationsmedium. Der PPX-Ballon wird unter äußerster Vorsicht über die Detektionsspule geschoben. Der Ballon wurde an seinem einen Ende für eine Zuleitung von 7-8 French und an seinem anderen Ende für eine von 5 French gefertigt. Somit kann er passgenau vor und hinter dem Innenballon mit dem bereits erwähnten Cynanacrylat-Sekundenkleber fixiert werden.

5.4 Anschlußstück

Es mußte ein neues Anschlußstück entworfen werden, welches erlaubt, beide Lumina separat inflatieren, den Führungsdraht einführen und das Koaxialkabel mit der Anlage kontaktieren zu können. Im Hinblick auf Abbildung 6.3.2 „Querschnitt der neuen Zuleitung“ entstand das in der folgenden Abbildung skizzierte Prinzip.

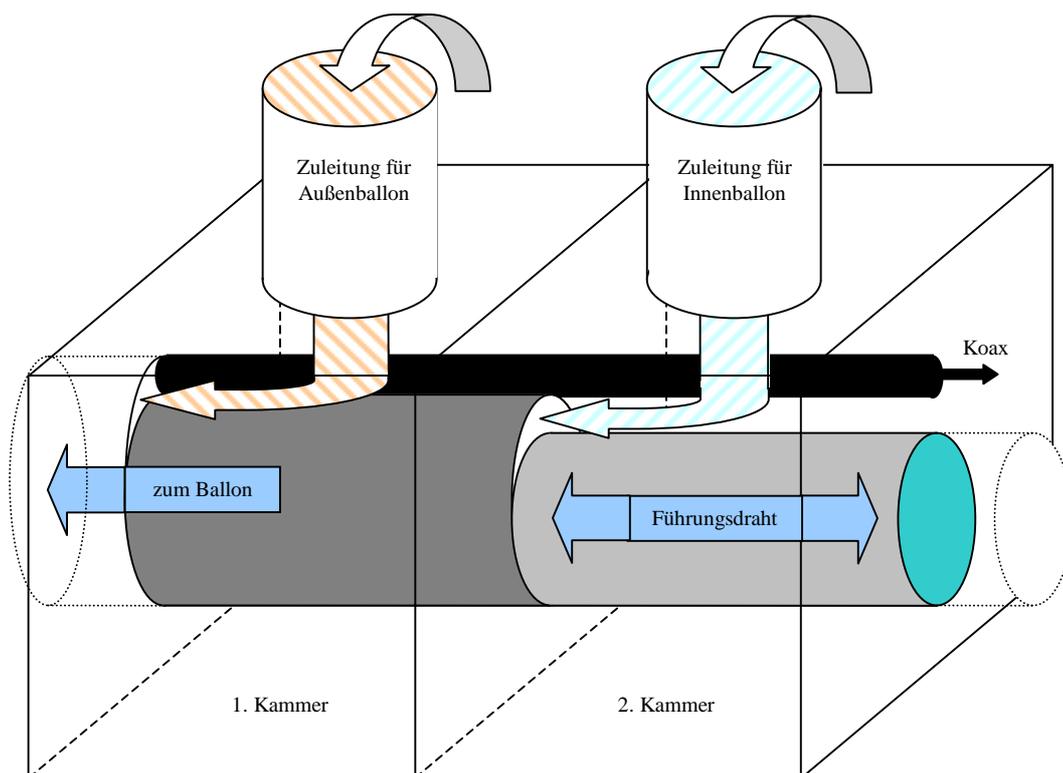


Abb. 5.4.1: Schematische Darstellung des Anschlußstücks. Die Größenordnung ist Abbildung 5.3.2 zu entnehmen.

In der ersten Kammer wird das Koaxialkabel aus der Zuleitung durch das Anschlußstück in den Außenraum geführt, wo es später mit einem BNC-Stecker verlötet und mit der Elektronik verbunden wird. Die voneinander getrennten Kammern 1 und 2 dienen der

Inflation des Außen- bzw. Innenballons. Das verbleibende zentrale Lumen ist für den Führungsdraht vorgesehen.

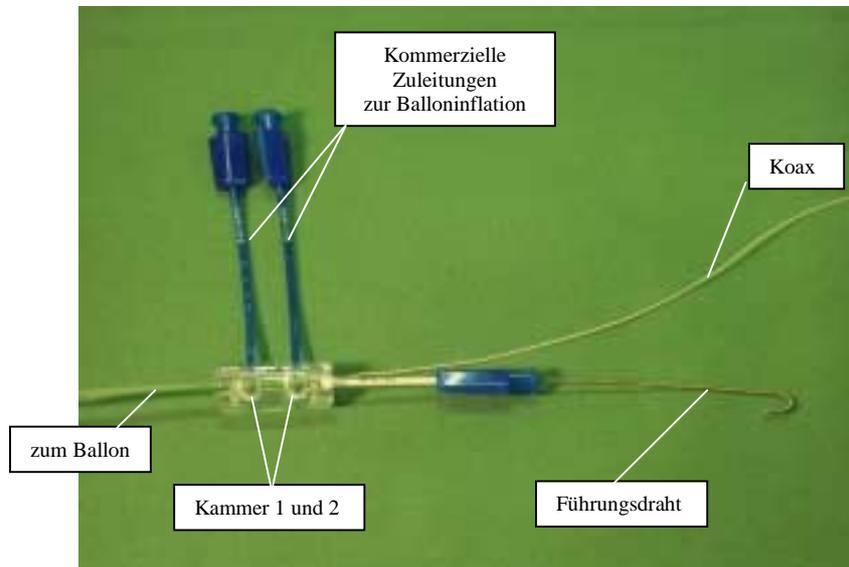


Abb. 5.4.2: Anschlußstück des Bildgebungskatheters.

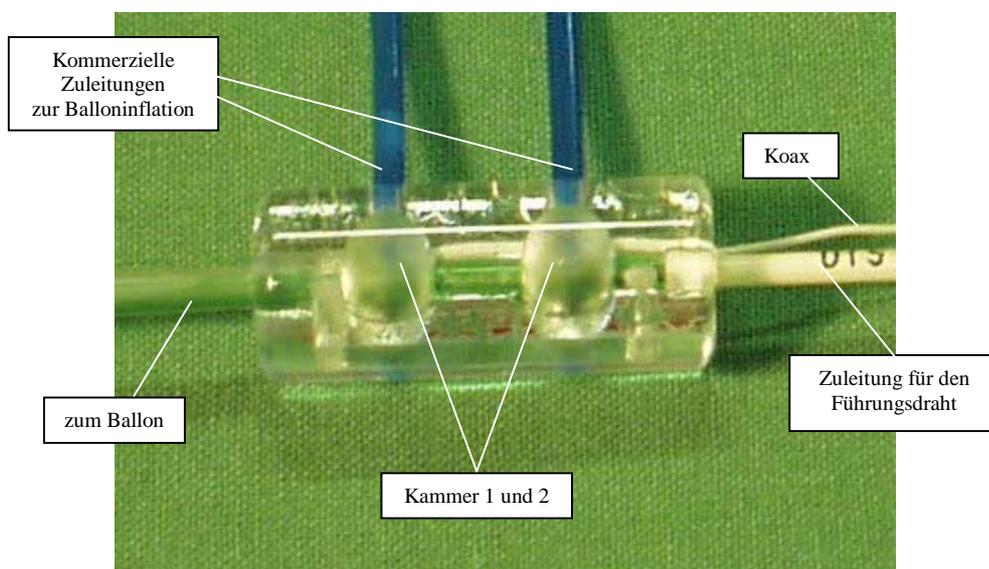


Abb. 5.4.3: Vergrößerung von Abbildung 5.4.2. Links im Bild: die Zuleitung zum Katheter. Rechts im Bild: die Zuleitung für den Führungsdraht und das Koaxialkabel. In der Mitte das eigentliche Anschlußstück mit den beiden Kammern und deren nach oben zeigenden Zuleitungen zur Inflation von Innen- und Außenballon.

Als Material für das Anschlußstück wurde Plexiglas gewählt, da es sich leicht verarbeiten läßt. Ein 3 cm langer, 1,5 cm dicker Plexiglasstab wurde an der einen Seite plan geschliffen.

Anschließend wurden von der planen Seite aus die zwei Kammern eingefräst und die Löcher für die Zuleitungen gebohrt. Das Anschlußstück wird mit kommerziellen Zuleitungen versehen (Abb. 5.4.2 und 5.4.3). Sie haben den Vorteil, daß ihre Gewinde am Ende der Leitung mit dem zur Applikation notwendigen medizinischen Gerät (z.B. Manometerspritze) übereinstimmen. Alle Zuleitungen werden mit dem oben genannten Cyanacrylat-Sekundenkleber mehrmals von innen und außen verklebt. Anschließend werden mit Hilfe eines speziellen Plexiglaskeblers (Trichlorethan) die Kammern dicht mit einem Deckel aus Plexiglas verschlossen.

Kapitel 6

Elektronik

Im folgenden Kapitel werden die einzelnen Aspekte bzw. Probleme der Signalübertragung von der Detektionsspule zum Empfangskanal des Kernspintomographen und deren Lösungen geschildert. Die genaue Berechnung der einzelnen Bauelemente im Anhang dient aufgrund von Streukapazitäten, etc. lediglich zur Abschätzung (Anhang A.5). Aus diesem Grund fand zur Verifizierung der Berechnung das Smith-Chart-Diagramm Verwendung, welches im Anhang ausführlich beschrieben ist (Anhang A.2–5). Das Hinzufügen jedes einzelnen Bauelements wurde mit diesem Verfahren abgeschätzt und mit Hilfe des Netzwerkanalysators kontrolliert. Zur Abstimmung der Schaltung wurden Drehkondensatoren verwendet, die anschließend entweder durch Festkondensatoren oder zur Feinabstimmung durch Drehkondensatoren höherer Güte ersetzt wurden. Alle verwendeten Induktivitäten wurden selber gewickelt, um hier ebenfalls eine hohe Güte gewährleisten zu können. In den folgenden Schaltbildern ist eine Induktivität mit



und eine Kapazität mit



symbolisch dargestellt.

Überblick:

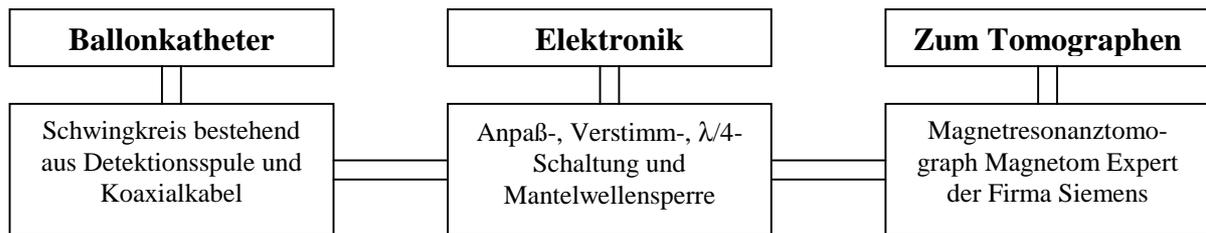


Abb. 6: Schematischer Aufbau der Elektronik einer intravaskulären HF-Empfangsspule.

6.1 Anpaßschaltung

Damit die Empfangsspule sensitiv für das MR-Signal ist, muß die Spule auf die Betriebsfrequenz des MR-Systems ($f_0=40,45$ MHz) abgestimmt werden (Tuning). Um das MR-Signal von der Empfangsspule verlustlos in den Vorverstärkereingang des Tomographen einspeisen zu können, ist eine Impedanzanpassung nötig. Die Gesamtimpedanz Z wird auf einen Wellenwiderstand abgestimmt (Matching; hier kapazitive Anpassung), um das MR-Signal reflexionslos in das folgende Koaxialkabel einzukoppeln. Im Falle des MRT Siemens Magnetom Expert ist der Wellenwiderstand, der durch den Empfangskanal bzw. die verwendeten Koaxialkabel vorgegeben ist, gleich 50Ω . Durch dieses Anpaßnetzwerk (Abb. 6.1) wird der komplexe Antennenwiderstand Z an den Wellenwiderstand des Vorverstärkers der Anlage angepaßt, d.h. der Vorverstärker sieht den reellen Lastwiderstand, an dem die aufgenommene Leistung ihren Maximalwert hat. Maßgebend für diese Abstimmung ist der Reflexionsfaktor \mathfrak{R} (Anhang A.1):

$$\mathfrak{R} = \left| \frac{Z - 50\Omega}{Z + 50\Omega} \right|.$$

Bei einer korrekten Anpassung ($\mathfrak{R}=0$) bedeutet das, daß der komplexe Widerstand Z der Detektionsspule reell sein und möglichst in der Nähe von 50Ω liegen muß.

Im Fall der intravaskulären Empfangsspule befindet sich die gesamte Elektronik außerhalb des Körpers. Das bedeutet, daß das zur Signalübertragung von der Spule zur Elektronik verwendete Koaxialkabel Teil des Schwingkreises ist. D.h. die Eigenkapazität zwischen Innen- und Außenleiter des Koaxialkabels (Abb. 6.3.4) wirkt parallel zum Tuning-Kondensator und zur Spule (Parallelschwingkreis). Zum korrekten Abgleich verwendet man den Netzwerkanalysator (siehe hierzu auch Abb. 3.5.2).

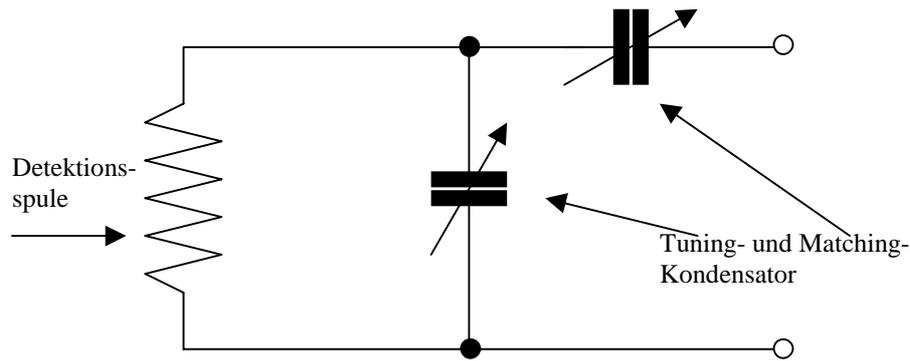


Abb. 6.1: Elektrisches Ersatzschaltbild einer MR-Spule mit variablen Kondensatoren.

6.2 Verstimmungsschaltung

Bei reinen Empfangsspulen ist eine Verstimmung der Empfangsspule im Sendefall unbedingt erforderlich. Wäre die Empfangsspule nicht verstimmt, würde ein großer Teil der Sendeleistung in sie einkoppeln, da sowohl Sende- als auch Empfangsspule auf die selbe Frequenz abgestimmt sind. In der Umgebung der Empfangsspule würden zusätzlich starke lokale Felder erzeugt, die sich mit dem HF-Feld der Sendespule überlagern würden. Das hätte eine Verzerrung des HF-Feldes einhergehend mit einer entsprechend inhomogenen Anregung der Kernspins zur Folge.

Außerdem treten infolge der magnetischen Induktion in der Empfangsspule hohe induzierte Spannungsschübe auf. Sie werden durch die starken Sendepulse hervorgerufen. Bei geschlossenen Leiterschleifen bewirken diese induzierten Spannungen große Hochfrequenzströme. Das rückwirkende Feld führt zu großen Verlustleistungen im naheliegenden Gewebe, die Erwärmungen bzw. Verbrennungen nach sich ziehen können. Ferner können Schaltungskomponenten, beispielsweise der Vorverstärker der Anlage, durch die hohen induzierten Ströme und Spannungen zerstört werden.

Unter einer Verstimmungsschaltung versteht man hier eine Schaltung, welche die Resonanzfrequenz der Empfangsspule zu höheren oder niedrigeren Frequenzen hin verschiebt. Somit wird erreicht, daß der Schwingkreis nicht mehr für die Anregungsfrequenz von 40,45 MHz sensitiv ist. Dies gelingt laut der Formel

$$f = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_{Spule} C_{eff}}}$$

durch Vergrößerung bzw. Verkleinerung der effektiven Kapazität C_{eff} des Parallelschwingkreises.

Der Strom ist bei Parallelschwingkreisen bei Frequenzen unterhalb der Resonanzfrequenz durch die Induktivität größer als durch die Kapazität, da bei niedrigeren Frequenzen die Reaktanz von L kleiner und die von C größer ist. Zu höheren Frequenzen hin ist die Situation genau umgekehrt. Da man im Sendefall möglichst geringe Ströme in der Spule haben will, verschiebt man die Resonanzfrequenz normalerweise zu höheren Frequenzen, indem man eine Parallelkapazität mit zwei antiparallel geschalteten Dioden (hier BAV99) überbrückt und somit die effektive Kapazität des Schwingkreises verringert. Wird auf der Empfangsspule eine hohe Spannung induziert, werden diese Dioden innerhalb weniger Nanosekunden leitend. Das hat wiederum zur Folge, daß die Impedanz Z des Resonanzkreises bei 40,45 MHz wesentlich größer ist als im Resonanzfall. Damit ist der induzierte Strom $|I| = |U|/|Z|$ kleiner als im Resonanzfall.

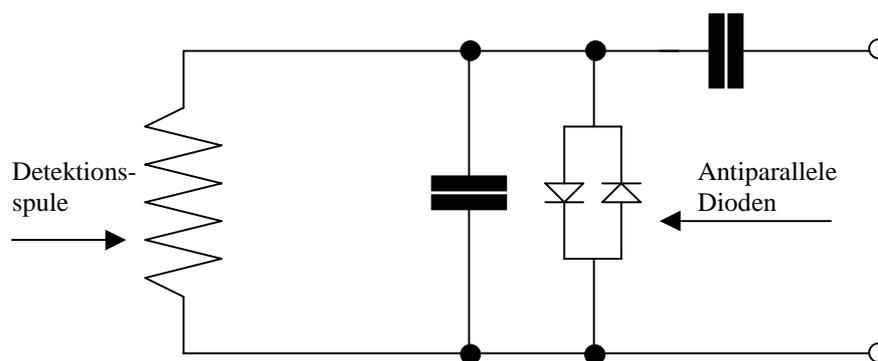


Abb. 6.2: Ersatzschaltbild: Detektionsspule, Anpaßschaltung, Verstimmung.

6.3 $\lambda/4$ -Schaltung

Es hat sich jedoch gezeigt, daß die Verstimmung alleine nicht ausreichend ist, jegliche Feldverzerrungen zu unterdrücken. Nach langwierigen Untersuchungen stellte sich heraus, daß das linear polarisierte, in x-Richtung orientierte B_1 -Sendefeld in der Spule HF-Ströme induziert. Diese HF-Ströme erzeugen selbst wiederum Felder, die sich mit dem HF-Sendefeld überlagern (Abb. 6.3.2a). Wenn allerdings der Flächenvektor \vec{A} der Empfangsspule senkrecht auf dem Vektor \vec{B}_1 des eingestrahnten HF-Sendefeldes steht, sind beide Spulen mechanisch entkoppelt (Abb. 6.3.1). Das Skalarprodukt $\vec{A} \circ \vec{B}_1$ ist somit Null. Laut der Induktionsformel in Kapitel 3.5 tritt demzufolge keine Spannungsinduktion durch

das eingestrahelte B_1 -Feld in der Empfangsspule auf und die Empfangsspule erzeugt ihrerseits keine störenden Felder.

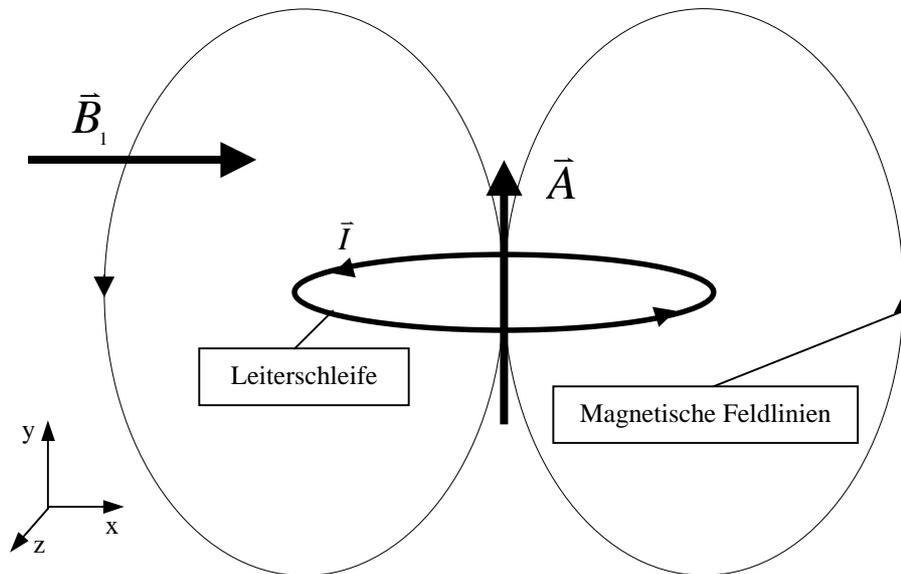
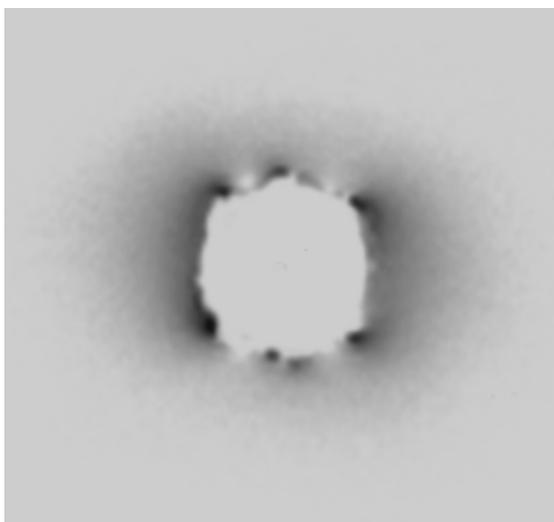
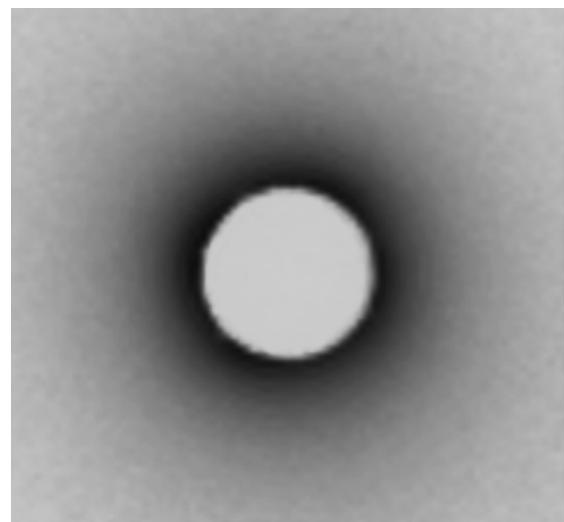


Abb. 6.3.1: Schematische Darstellung zur mechanischen Entkopplung von Sende- und Empfangsspule.



a)



b)

Abb. 6.3.2: MR-Bild aufgenommen mit einer „Double-Loop“; a) ohne $\lambda/4$ -Leitung: Es treten deutliche Feldverzerrungen infolge der induktiven Kopplung zwischen Bodyresonator und Empfangsspule auf. Die Spulenleiter befinden sich auf Höhe der hellen Stellen; b) mit $\lambda/4$ -Leitung: Sende- und Empfangsspule sind entkoppelt. Es resultiert eine völlig konzentrische Ausleuchtung.

Da dieser Sonderfall der Positionierung in der klinischen Anwendung nicht immer gewährleistet ist, muß zusätzlich auf eine $\lambda/4$ -Schaltung zurückgegriffen werden. Um beim

Anregen der Atomkerne durch den Bodyresonator (Sendefall) eine induktive Kopplung von Bodyresonator und Empfangsspule zu verhindern, wird durch eine am Ende kurzgeschlossene $\lambda/4$ -Schaltung in die Empfangsspule ein hoher Widerstand transformiert (Anhang A.3). Dadurch verhält sich die Spule so, als wäre sie an einer Stelle aufgetrennt. Das Feld der Sendespule kann somit nicht mehr in die Empfangsspule einkoppeln.

$\lambda/4$ -Leitung:

Bei einer $\lambda/4$ -Leitung handelt es sich um ein Koaxialkabel, dessen elektrische Länge gleich einem Viertel der Wellenlänge der Betriebsfrequenz ist. Für unseren konkreten Fall ergibt das bei einer Anregungsfrequenz von 40,45 MHz unter Berücksichtigung des Verkürzungsfaktors des Koaxialkabels eine Länge von 120 cm.

Laut Abbildung 6.3.3. ist bei einer am Ende kurzgeschlossenen $\lambda/4$ -Leitung ($Z=0$) die Spannungsamplitude am Eingang maximal und der Strom minimal. Bei einer offenen $\lambda/4$ -Leitung ($Z=\infty$) ist die Spannung am Eingang minimal und der Strom maximal.

Ziel ist es mit Hilfe zweier antiparallel geschalteter Dioden Innen- und Außenleiter des Koaxialkabels außerhalb des Körpers HF-mäßig kurzzuschließen, damit nach einer $\lambda/4$ -Leitung (also 120 cm) an der Spitze des Bildgebungskatheters nur noch minimaler Strom fließen kann, d.h. der Widerstand $|Z| = |U|/|I|$ hochohmig ist.

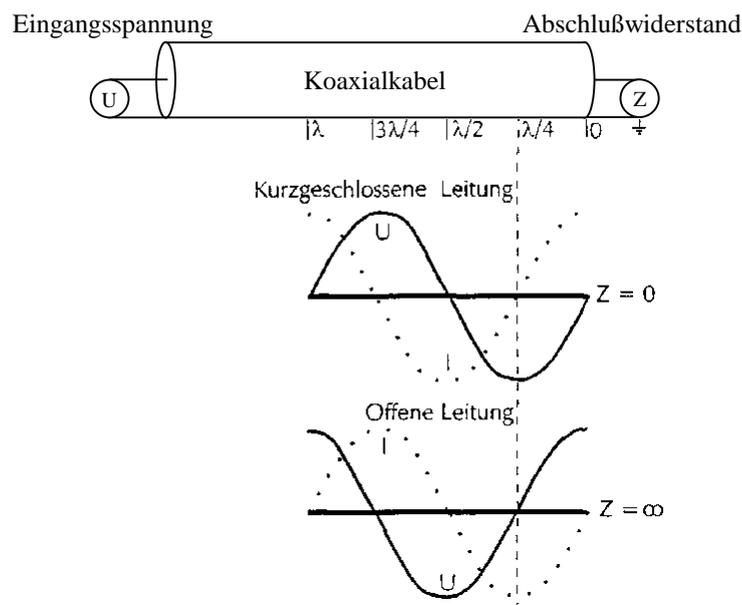


Abb. 6.3.3: Spannungsamplitude entlang eines Koaxialkabels als Funktion der Wellenlänge λ [Meister 1996].

Phasenschieber:

Um nicht 120 cm lange Koaxialkabel verwenden zu müssen, die aufgrund ihrer Länge und demzufolge wegen ihres Eigenwiderstands zusätzlich störendes Rauschen erzeugen, wird ein Phasenschieber verwendet. Unter einem Phasenschieber, auch π -Glieder genannt, versteht man einen Leitungsnachbau, der die selben elektrischen Eigenschaften wie ein Koaxialkabel hat (Abb. 6.3.4).

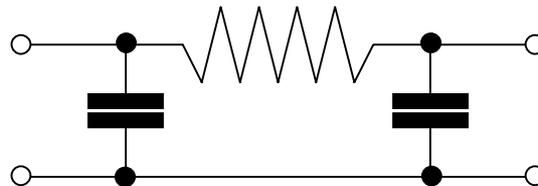


Abb. 6.3.4: Leitungsnachbau eines Koaxialkabels; Phasenschieber.

Somit kann das Koaxialkabel beliebig verkürzt und der jeweiligen Untersuchung angepaßt werden. Die nun für eine $\lambda/4$ -Leitung fehlende Kabellänge wird mit Hilfe eines Phasenschiebers nachgebaut. Bei einem am Ende kurzgeschlossenen Phasenschieber wird der eine Kondensator überbrückt. Er ist demzufolge irrelevant und wird aus diesem Grunde nicht eingebaut.

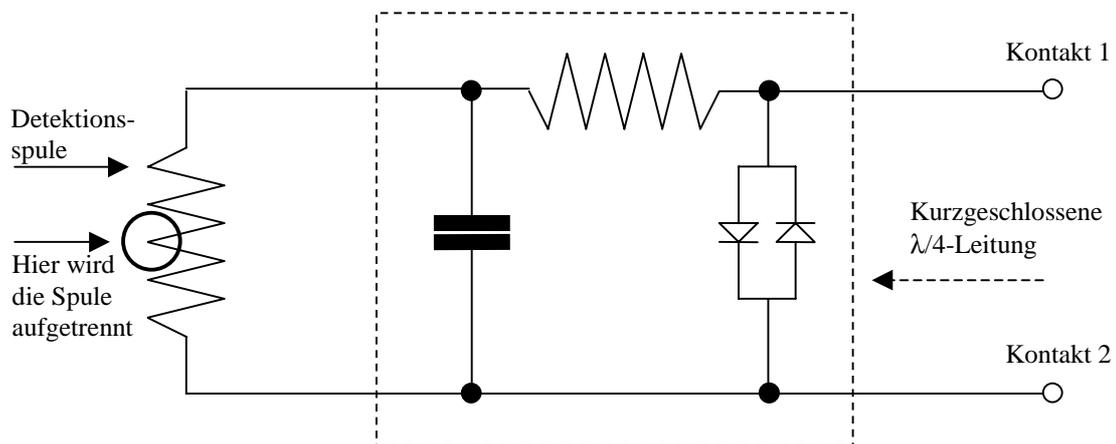


Abb. 6.3.5: Realisierung der $\lambda/4$ -Schaltung.

Test:

Um zu testen, ob im Falle eines kurzgeschlossenen Phasenschiebers auch wirklich ein hoher Widerstand in der Empfangsspule herrscht, wird die Spule in der Mitte aufgetrennt (Abb. 6.3.5). Man löst z.B. die Spule vom Innen- bzw. Außenleiter des Koaxialkabels und

erzeugt somit eine offene $\lambda/4$ -Leitung. Das bedeutet, daß der zwischen den Kontakten 1 und 2 gemessene Widerstand minimal sein muß (Abb. 6.3.5). Dies verifiziert man am besten im Smith-Chart-Modus des Netzwerkanalysators.

Mit Hilfe eines variablen Drehkondensators bei Aufbau des Phasenschiebers können eventuelle Feineinstellungen vorgenommen werden.

6.4 Kombination

Die $\lambda/4$ -Schaltung muß für den Empfangsfall noch mit einer Anpaßschaltung versehen werden, da sie bis jetzt weder richtig „getunt“ noch „gematcht“ ist. Im Empfangsfall reicht die induzierte Spannung nicht aus, um die Dioden durchzuschalten. Die Schaltung muß, bevor das MR-Signal in die Koaxialleitung eingekoppelt wird, auf die Resonanzfrequenz und eine Impedanz von 50Ω abgestimmt werden. Die Spule wird für diesen Abgleich vorne am Ballon wieder geschlossen (Abb. 6.3.5). In der Schaltungskonfiguration in Abbildung 6.4.1 ist automatisch die Verstimmungsschaltung implementiert, da die durchgeschalteten Dioden die effektive parallele Kapazität durch Kurzschließen des Parallelkondensators der Anpaßschaltung verkleinern.

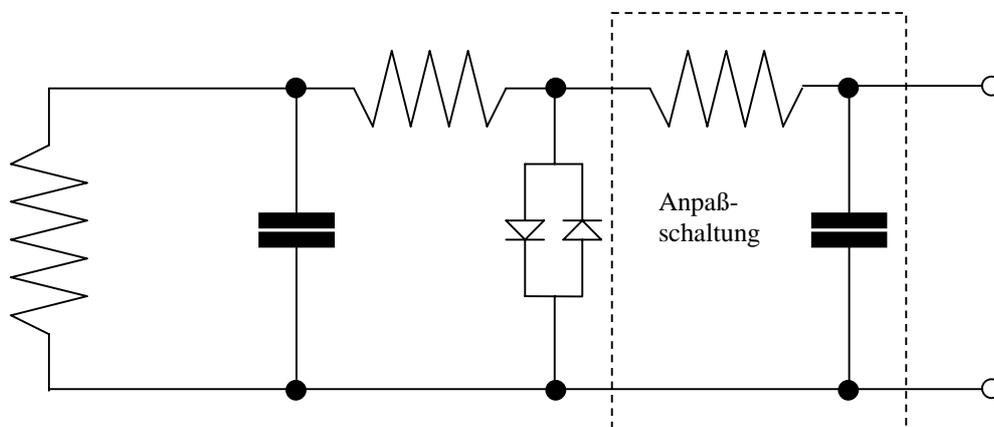


Abb. 6.4.1: Kombination aus Anpaß-, Verstimm- und $\lambda/4$ -Schaltung.

Es handelt sich hier nicht mehr um eine rein kapazitive Ankopplung. Diese Wahl aus einer Kombination von induktiver und kapazitiver Ankopplung war nötig, um die gesamte Schaltung auf die gewünschten Werte ($f_0=40,45 \text{ MHz}$; $Z=50 \Omega$) abstimmen zu können (Anhang A.5).

Durch genaue Studie der HF-Theorie und des Smith-Charts ist es nun auch möglich, die Elektronik so zu modifizieren, daß Bildgebungskatheter mit nahezu beliebiger Kabellänge abgestimmt und angepaßt werden können. Allerdings steigt mit der Länge des Koaxialkabels der Widerstand des Schwingkreises R_{Spule} , was sich negativ auf das SNR und somit auf die Bildqualität auswirkt. Man sollte also Kabellängen verwenden, die der Applikation optimal angepaßt sind.

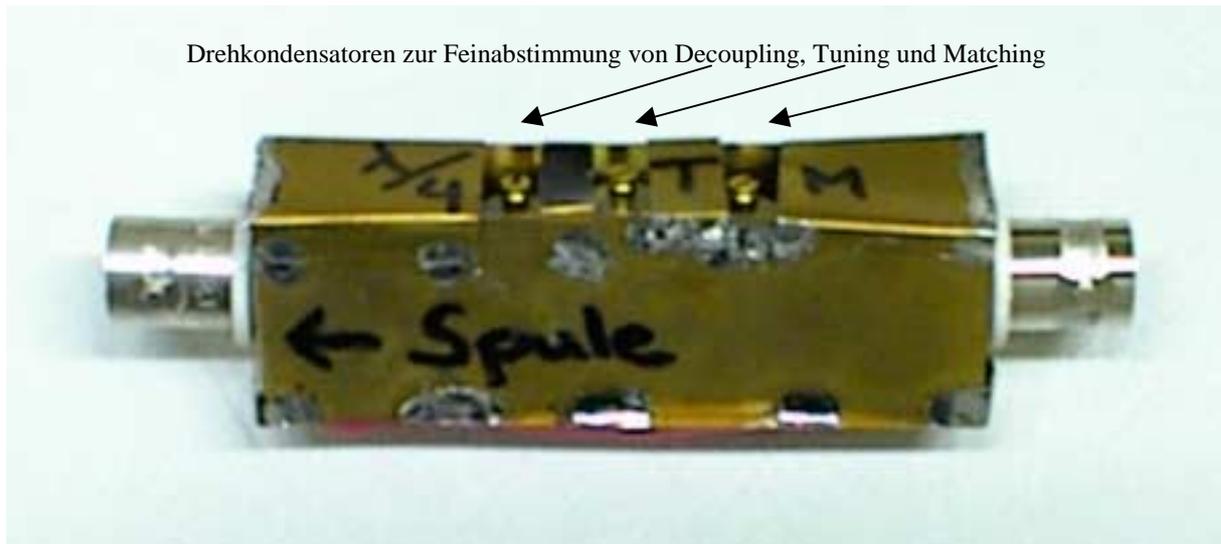


Abb. 5.4.2: Die gesamte Elektronik befindet sich in einer HF-abgeschirmten BOX aus Kupfer an deren Ende BNC-Stecker eine Kontaktierung ermöglichen. Der Schaltplan der kompletten Elektronik ist in Anhang A.5 zu finden.

6.5 Mantelwellensperre

Die in Kapitel 3.6 beschriebenen Mantelwellen können möglicherweise zu gefährlichen Erwärmung bzw. Verbrennung im menschlichen Körper führen. Sie entstehen dadurch, daß das Koaxialkabel die elektrischen Feldlinien des Sendefeldes des Bodyresonators nicht senkrecht schneidet. Hieraus resultieren entsprechend hohe HF-Ströme auf dem Außenmantel, die Erwärmungseffekte zur Folge haben können. Bei normalen Oberflächenspulen wären Erwärmung von mehreren Grad Celsius tolerierbar, da sie sich nicht in unmittelbarem Kontakt zu empfindlichem Gewebe, etc. befinden. Um auch bei dieser invasiven Applikation jegliche Erwärmungen minimieren zu können, fanden sogenannte Mantelwellensperren ihre Verwendung.

Mantelwellensperren bestehen aus einem zu einer Induktivität auf einen Tefloncorpus gewickelten Koaxialkabel. Den Mantel am Eingang und am Ausgang der Wicklung überbrückt man durch einen Festkondensator und einen einstellbaren Kondensator. Dadurch entsteht ein Parallelschwingkreis, den man auf die Meßfrequenz abstimmt. Dieser Parallelschwingkreis stellt nun für den Außenmantel eine hohe Impedanz dar, während die Wellenausbreitung im Inneren des Kabels ungestört bleibt [Rothammel 1984]. Dadurch wird verhindert, daß sich Ströme auf dem Außenmantel des Koaxialkabels bilden können. Eine zusätzliche Anpassung ist nicht nötig, da sich der Wellenwiderstand von 50Ω nicht ändert. Die Mantelwellensperre ist ebenfalls von einer HF-abgeschirmten Box aus Kupfer umgeben, die mit BNC-Steckern versehen ist.

Die Mantelwellensperre befindet sich bei allen Untersuchungen und Experimenten stets direkt hinter der Elektronik in Richtung Anlage. Es wäre auch denkbar, die Mantelwellensperre zwischen Katheter und Elektronik zu positionieren. Hier würde das aufgewickelte Koaxialkabel in die $\lambda/4$ -Schaltung mit eingehen. Allerdings würde hierdurch die Mantelwellensperre zum eigentlichen Schwingkreis gehören, somit den Spulenwiderstand erhöhen und dadurch das SNR verschlechtern.

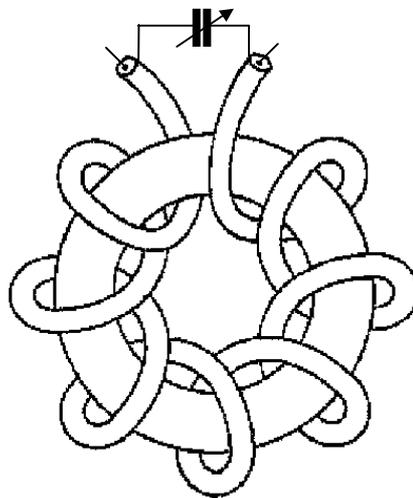


Abb. 6.5.1: Skizzierung einer auf einen Teflonring gewickelten Mantelwellensperre [Duerr 1989].

Es ist anzunehmen, daß bei einer auf einen Ballon montierten Leiterschleife („Single-Loop“) die Wärmeentwicklung an der Katheterspitze am größten ist. Dies ist unter anderem darauf zurückzuführen, daß der Kupferdraht an der Spitze des Katheters „geknickt“ ist. Dadurch werden die E-Feldlinien in der Spitze fokussiert. Demzufolge herrscht an der Katheterspitze

der größte Leiterwiderstand und somit die stärkste Erwärmung. An dem anderen Ende des Ballons ist das Koaxialkabel längs des Katheters festgelötet. Hier werden keine überdurchschnittlichen Widerstandserhöhungen erwartet.

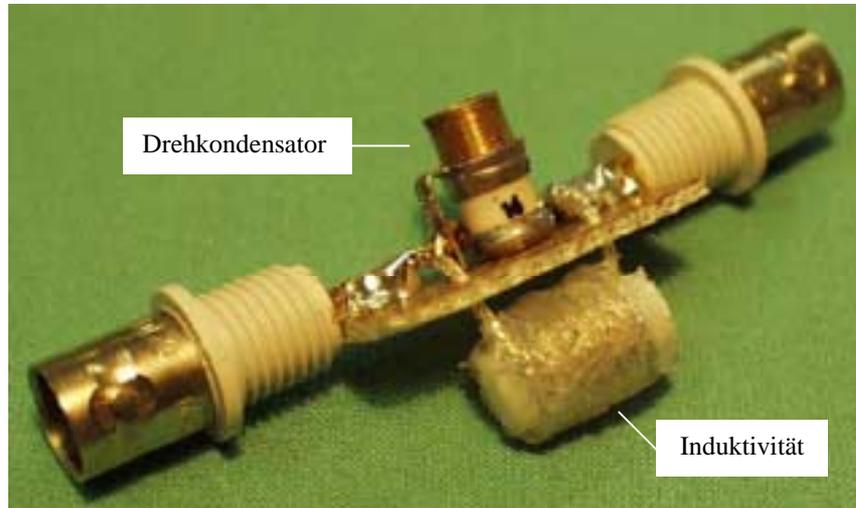


Abb. 6.5.2: Aufbau einer Mantelwellensperre. Die Induktivität ist hier aus Platzgründen nicht auf einen Teflonring, sondern auf einen Teflonstab gewickelt.

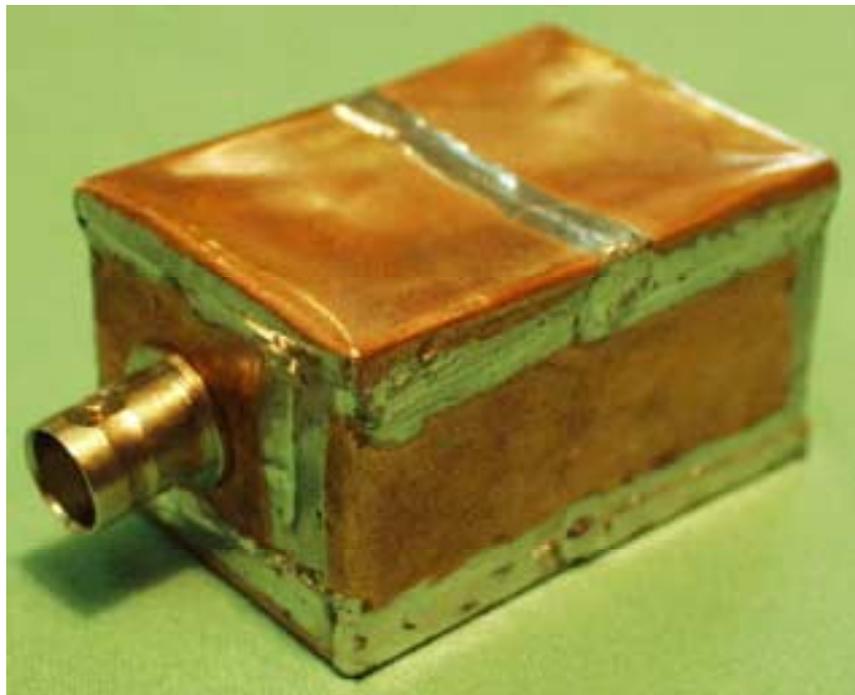


Abb. 6.5.3: HF-abgeschirmte Box aus Kupfer, in der sich die Mantelwellensperre befindet.

Abstimmung der Mantelwellensperre:

Auf beiden Seiten der Mantelwellensperre, in einem Abstand von ca. 0,10 m, werden Induktionsspulen an das Koaxialkabel angebracht, die mit Kanal 1 (S1) bzw. Kanal 2 (S2) des Netzwerkanalysators verbunden sind. Nun wird der Betrag der Transmission zwischen den beiden Kanälen (S12) gemessen. Das Minimum der Transmission wird auf 40,45 MHz eingestellt.

Messung:

Um die Effektivität von solchen Mantelwellensperren bei intravaskulären Empfangsspulen zu testen, wurde der entwickelte Bildgebungskatheter in seiner ganzen Länge (30 cm) in z-Richtung des Scanners orientiert und mit der Elektronik kontaktiert. Anschließend wurde die Mantelwellensperre direkt zwischen die Elektronik und das folgende Koaxialkabel an den Vorverstärkereingang der Anlage angeschlossen. Ein 0,1 ml großes Reservoir physiologischer NaCl-Lösung wurde an der Spulenspitze plaziert, um mit dessen Wärmeleitfähigkeit den Sensor eines Widerstandsthermometers thermisch anzukoppeln. Mit dieser Methode war es möglich, die Wärmeentwicklung an der Spitze indirekt detektieren zu können. Das Widerstandsthermometer wurde separat extern betrieben. Es wurde darauf geachtet, daß die nötige Zuleitung in z-Richtung aus dem Scanner herausführte. Somit wurde verhindert, daß sich das Thermometer nicht direkt durch die eingestrahlte HF-Leistung erwärmt. Ohne intravaskuläre Empfangsspule wurden keine meßbaren Temperaturänderungen festgestellt. Die Temperaturänderung wird aus der Temperatur unmittelbar nach der Sequenz abzüglich der Ausgangstemperatur ermittelt. Die Meßgenauigkeit beträgt 0,1 Grad Celsius. Untersucht wurde die Temperaturänderung in Abhängigkeit von der Höhe des Steckers in der Patientenliege bis zur eigentlichen Katheterposition. Somit konnte eine indirekte Abhängigkeit zu den elektrischen Feldlinien des horizontal eingestrahlten HF-Sendefeldes des Bodyresonators, die das Koaxialkabel nun nicht mehr senkrecht schneiden, hergestellt werden (Kapitel 3.6). Der Ballonkatheter selber war bei jeder Messung in z-Richtung orientiert. Der Ballon und die Elektronik befanden sich also stets auf gleicher Höhe. Es wurde somit nur die Auswirkung der auf dem Koaxialmantel der Zuleitung einkoppelnden E-Felder untersucht.

Zur besseren Verdeutlichung dieses Effekts wurde eine sehr leistungsintensive Sequenz verwendet:

3D-Gradienten-Echo-Sequenz: Repetitionszeit: 5,4 ms; Echozeit: 2,2 ms;
Akquisitionszeit: 2:28 min; Flipwinkel: 25°.

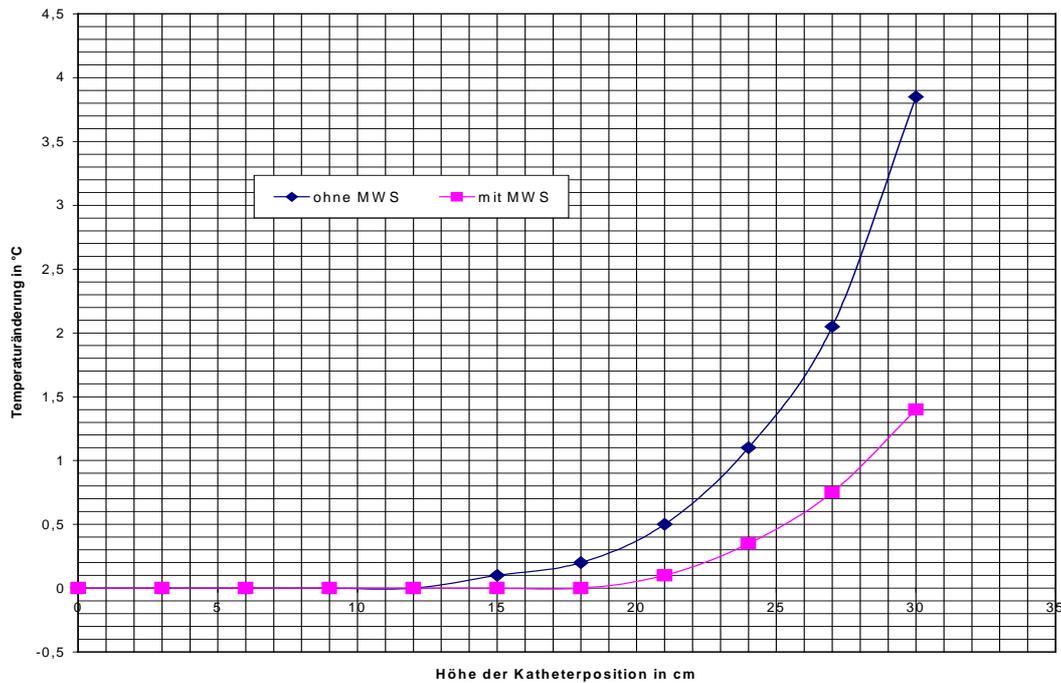


Abb. 6.5.4: Temperaturmessung zur Effektivität von Mantelwellensperren.

Zur Auswertung wurden zwei Messungen gemittelt. Bis zu einer Höhe über der Patientenliege von 12 cm ohne Mantelwellensperre und 18 cm mit Mantelwellensperre waren keine meßbaren Temperaturänderungen feststellbar. Von dieser Höhe ab stieg die Temperaturentwicklung stark an. In Kombination mit der Mantelwellensperre konnte jedoch die Erwärmung deutlich verringert werden. In der maximal ausgewerteten Höhe von 30 cm konnte die Temperaturänderung von 3,9°C auf 1,4°C reduziert werden. Dies entspricht einer Verringerung der Temperaturentwicklung von fast 65%.

Diese Kombination kann somit ein wirksamer Schutz für Patienten sein, die mit intravaskulären HF-Spulen untersucht werden.

Kapitel 7

Messungen

Für die Messungen mit der intravaskulären Empfangsspule stand ein 1,0 Tesla starker Kernspintomograph (Magnetom Expert, Firma Siemens, Erlangen) mit einem Gradientensystem mit einer maximalen Gradientenstärke von 20 mT/m bei einer Anstiegszeit von 1,2 msec zur Verfügung. Zuerst wurden Phantommessungen durchgeführt, um die Funktionsfähigkeit der Spulen zu testen. Später wurden diese Ergebnisse am Tiermodell verifiziert.

Zum Vergleich der einzelnen Bildgebungskatheter und Sequenzen wurden evaluiert:

1. Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR)
2. Signalabfall bzw. Eindringtiefe des Signals
3. - Überstrahlung an den Leitern („Single-Loop“) bzw.
- konzentrische Ausleuchtung („Double-Loop“)
4. qualitative Abgrenzung feiner Strukturen.

7.1 Phantommessungen

Als Meßobjekt für die Phantommessungen dient ein Behälter, der mit Wasser gefüllt ist. In diesem Behälter werden die verschiedenen intravaskulären Bildgebungskatheter platziert und in z-Richtung orientiert. Es wird stets darauf geachtet, daß der Flächenvektor \vec{A} der Empfangsspule senkrecht auf dem Vektor \vec{B}_1 des eingestrahlten HF-Sendefeldes steht. Durch die jeweils identische Ausrichtung der Katheter können die einzelnen Spulenarchitekturen direkt verglichen werden. Daß die Methode der $\lambda/4$ -Schaltung zur Entkopplung von Sende- und Empfangsspule funktioniert, wurde bereits in Kapitel 6.3

gezeigt und soll hier nicht weiter untersucht werden. Die Elektronik wurde bei jedem Katheter vor der Untersuchung nochmals genau eingestellt. Als Meßsequenz wird eine vom Hersteller entwickelte

2D-Gradienten-Echo-Sequenz: Repetitionszeit: 641 ms, Echozeit: 11 ms, Flipwinkel: 60°, FOV: 80*80 mm², Matrix: 224*256, Anzahl der Akquisitionen: 1, Schichtdicke: 4 mm, Aufnahmezeit: 2:46 min

verwendet. Sämtliche Phantomaufnahmen werden mit der selben Sequenz akquiriert. Die Grauwerte werden anschließend invertiert, so daß ein Negativ von der eigentlichen Abbildung entsteht. So können beim Druck die entscheidenden Merkmale besser visualisiert werden.

Es werden drei verschiedene Spulentypen untersucht:

- SL(8mm): „Single-Loop“-Design auf einem Ballon mit 8 mm Außendurchmesser,
- SL(5mm/8mm): „Single-Loop“-Design auf einem Innenballon mit 5 mm Durchmesser und einem Außenballon mit 8 mm Durchmesser,
- DL(5mm/8mm): „Double-Loop“-Design auf einem Innenballon mit 5 mm Durchmesser und einem Außenballon mit 8 mm Durchmesser.

Der hier evaluierte und später am Tiermodell zum Einsatz kommende Bildgebungskatheter weist aufgrund der Gefäßgröße der Arteria carotis communis eines 50 kg schweren Hausschweins einen Außenballondurchmesser von 8 mm auf. Zur Wahl der geeigneten Ballondurchmesser hilft Kapitel 4.5. Das Verhältnis von Innen- zu Außenballondurchmesser sollte ungefähr einem Wert von 0,6 entsprechen. Da als Innenballon kommerzielle PTA-Ballonkatheter verwendet werden und diese nur mit Außendurchmessern von 3, 4, 5, ..., 12 mm zur Verfügung stehen, wurde der 5 mm große Ballon gewählt. Das Verhältnis von Innen- zu Außenballon entspricht somit 5/8, also einem Wert von 0,625. Aus dieser Modifikation errechnet sich mit dem Programm zur Optimierung der Positionswinkel der Spulenleiter ein Winkel von $\varphi_{\text{optimal}}=62,6^\circ$ (siehe hierzu auch Abb. B.3), um die minimal mögliche Feldschwankung von hier $\langle\sigma(\rho)\rangle=\pm 15\%$ (siehe hierzu auch Abb. 4.5) zu erreichen. Wegen des größeren Verhältnisses von 0,625 im Vergleich zu 0,600 erhöht sich die Feldschwankung von $\langle\sigma(\rho=10\text{mm})\rangle=\pm 13\%$ auf $\langle\sigma(\rho)\rangle=\pm 15\%$.

Bei der Auswertung der Experimente stehen die qualitativen Unterschiede im Vordergrund. Die quantitativen Ansprüche eines Merkmales sind hier irrelevant. Durch die für unsere Ansprüche beschränkten Möglichkeiten der Anlage, die Signalintensität zu bestimmen, war man gezwungen, das Signal bzw. das Rauschen, wie folgt, zu ermitteln:

Bei einer Messung bestimmt man das Rauschen, indem man die Signalintensität über einen Bildbereich (hier Kreise), aus dem kein Nutzsignal empfangen werden kann, mittelt. Das Signal wird über einen kleinen, Nutzsignal gebenden Bereich (ebenfalls Kreise) gemittelt. Die Software des Tomographen stellt auch die Option zur Verfügung, den Wert der maximalen Signalintensität aus diesem Bereich zu bestimmen. Das SNR erhält man durch die Division der jeweiligen Werte.

Ergebnisse:

1. Signal-zu-Rausch Verhältnis:

Es ist problematisch, das SNR der einzelnen Spulentypen direkt zu vergleichen. Es stellt sich die Frage, welchen Bereich man als Signal interpretieren kann, insbesondere bei dem „Single-Loop“-Design SL(8mm) mit einem Ballon, da es hier zu Überstrahlungen kommt. Die Auswertung orientiert sich an Kapitel 4. Es werden die Bereiche direkt an den Leitern bzw. orthogonal dazu betrachtet. Zur weiteren Auswertung wird die maximale Signalintensität dieser Bereiche verwendet.

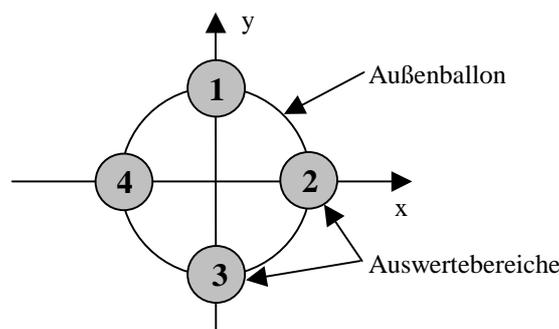


Abb. 7.1.1: Skizze zur Veranschaulichung der Auswertung. Es werden die Bereiche direkt an den Leitern (2 und 4) bzw. orthogonal dazu (1 und 3) betrachtet.

Zusätzlich werden zwei benachbarte Schichten evaluiert. Die Bezeichnungen SNR 1, 2, 3 oder 4 stehen für das maximale Signal-zu-Rausch Verhältnis in den entsprechenden Auswerte-Bereichen. SNR(1,3) bezeichnet z.B. den gemeinsamen Mittelwert des maximalen SNR der Bereiche 1 und 3. Das Kürzel $\langle \text{SNR} \rangle_{\text{Mittel}}$ entspricht dem Mittelwert über alle vier

Auswertebereiche, der wie Kapitel 4 auf 100% normiert wird. Der Ausdruck $\langle\sigma(8\text{mm})\rangle$ steht für die Magnetfeldschwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ am Außenballon mit Radius $\rho=8$ mm und ist analog zu Kapitel 4 in bezug auf $\langle\text{SNR}\rangle_{\text{Mittel}}$ in Prozent angegeben.

Spulentyp:	SNR(1,3)	SNR(2,4)	$\langle\text{SNR}\rangle_{\text{Mittel}}$	$\langle\sigma(8\text{mm})\rangle$
SL (8mm)	45	130	88	$\pm 49\%$
SL (5mm/8mm)	36	63	49	$\pm 27\%$
DL (5mm/8mm)	74	76	75	$\pm 1\%$

Tabelle 7.1.1: Direkter Vergleich der drei Spulenarchitekturen. Entscheidend hier das $\langle\text{SNR}\rangle_{\text{Mittel}}$ und die Magnetfeldschwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ am Außenballon mit Radius $\rho=8$ mm.

Die Werte ergeben sich aus den MR-Bildern in Abbildung 7.1.2-4.

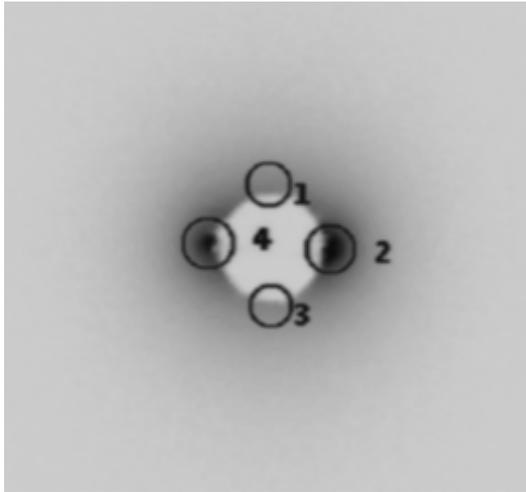


Abb.: 7.1.2: „Single-Loop“ SL(8mm).

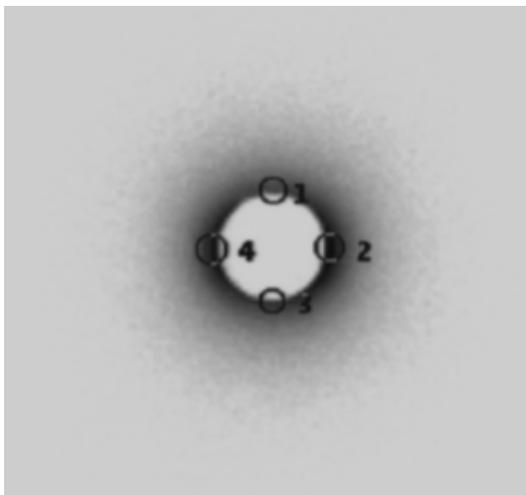


Abb.: 7.1.3: „Single-Loop“ SL(5mm/8mm).

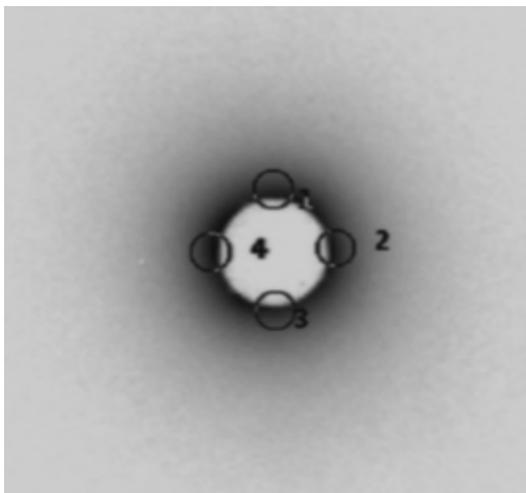


Abb.: 7.1.4: „Double-Loop“ DL(5mm/8mm).

2. Signalabfall:

Um bei den verschiedenen Spulentypen den Signalabfall mit steigender Entfernung vom Mittelpunkt der Spulengeometrie bestimmen zu können, wurden jeweils die Bereiche in x- und y-Richtung im Abstand 2ρ (Bereich 1 und 3) und $3,5\rho$ (Bereich 3 und 4) betrachtet, wobei ρ der Radius des Außenballons ist (Abb. 7.1.5). Die Bereiche 1 und 3 im Abstand 2ρ wurden gewählt, damit es bei der Auswertung des „Single-Loop“-Designs SL(8mm) keine Probleme mit den Überstrahlungen an den Leitern gibt. Die Bereiche 2 und 4 im Abstand $3,5\rho$ erschienen zur Auswertung des Fernfeldes als gut geeignet.

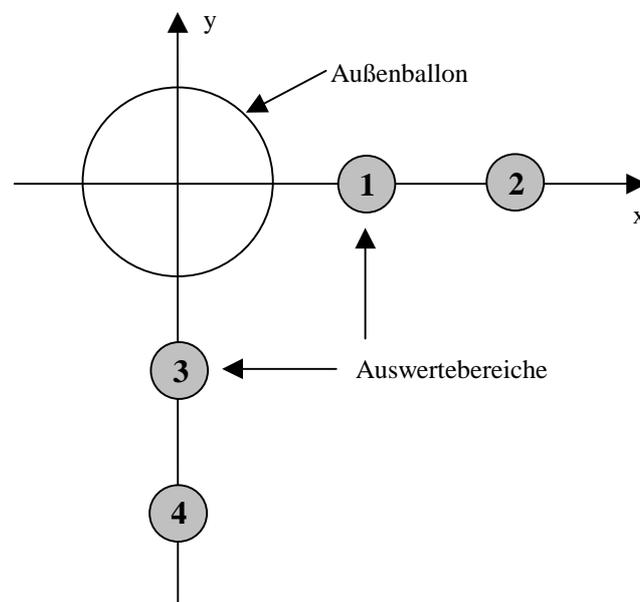


Abb. 7.1.5: Skizze zur Veranschaulichung der Auswertung. Es werden jeweils die Bereiche in x- und y-Richtung im Abstand 2ρ (Bereich 1 und 3) und $3,5\rho$ (Bereich 3 und 4) von der Spulenmitte betrachtet, wobei ρ der Radius des Außenballons ist.

Bei der Berechnung der Leiterarchitektur in Kapitel 4 wurden die Bereiche im Abstand ρ und 2ρ betrachtet. Die Quintessenz dieser Betrachtung war, daß das Signal direkt proportional zu $1/\rho^2$ nach außen abfällt. Daraus folgt:

$$\frac{SNR(3,5\rho)}{SNR(2\rho)} = \frac{1/(3,5\rho)^2}{1/(2\rho)^2} = \frac{2^2}{3,5^2} = 33\%.$$

Das bedeutet, daß im Falle des Dipolcharakters der Spulenarchitekturen das Signal vom Bereich 1 und 3 auf 33% im Bereich 2 und 4 abfallen muß. Es werden zwei benachbarte Schichten ausgewertet und gemittelt.

Spulentyp:	SNR(Bereich 1 bzw. 3):	SNR(Bereich 2 bzw. 4):	SNR(3,5ρ)/SNR(2ρ):
SL(8mm)	1: 15,5	2: 3,6	23%
	3: 15,4	4: 5,2	34%
SL(5mm/8mm)	1: 8,6	2: 2,3	27%
	3: 8,4	4: 2,8	33%
DL(5mm/8mm)	1: 13,7	2: 4,3	31%
	3: 14,6	4: 4,8	33%

Tabelle 7.1.2: Direkter Vergleich der drei Spulenarchitekturen. Entscheidend hier das $SNR(3,5\rho)/SNR(2\rho)$ mit Radius $\rho=8$ mm.

3. Überstrahlung an den Leitern bzw. konzentrische Ausleuchtung:

Für diesen Gesichtspunkt wird Tabelle 7.1.1 betrachtet.

4. Abgrenzung feiner Strukturen:

Hierzu können bei dem hier verwendeten Phantom keine Aussagen getroffen werden. Es ist möglich, andere Phantomtypen zu benutzen, die ebenfalls einen hohen Wassergehalt, aber zusätzlich noch feine Strukturen, aufweisen. Als besonders geeignet haben sich hierfür handelsübliche Zitronen oder Salatgurken erwiesen. In diese Phantome wurde längs ein Loch gebohrt und der intravaskuläre Bildgebungskatheters plaziert. Auf diese Versuchsreihe soll aber im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen werden. Die Abgrenzung feiner Strukturen wird lediglich im folgenden Kapitel 7.2 „Messungen am Tiermodell“ betrachtet.

SL(8mm):

Die Überstrahlung direkt an den Leitern ($SNR(2,4)=130$) ist deutlich zu erkennen (Abb. 7.1.2). Orthogonal dazu erhält man ein relativ schwaches Signal ($SNR(1,3)=45$). Aufgrund dieser Überstrahlung errechnet sich mit der verwendeten Methode auch ein hohes $\langle SNR \rangle_{Mittel}$ von 88. Hier geht fälschlicherweise die Überstrahlung direkt an den Leitern mit ein, die man eigentlich nicht als Signal werten kann. Die Schwankung des SNR und

demzufolge des Magnetfeldbetrags am Rand des Ballons beträgt $\langle\sigma(8\text{mm})\rangle=\pm 49\%$ (Tab. 7.1.1). Sie fällt hier geringer aus als theoretisch erwartet, da die Signalamplitude bei Überstrahlungen abgeschnitten wird. Auch fällt auf, daß das Feld in x-Richtung deutlich schneller abfällt ($\text{SNR}(3,5\rho)/\text{SNR}(2\rho)=23\%$) als in y-Richtung ($\text{SNR}(3,5\rho)/\text{SNR}(2\rho)=34\%$) (Tab. 7.1.2). Das bedeutet, daß selbst im „Fernfeld“ die konzentrische Ausleuchtung nicht optimal gewährleistet ist.

SL(5mm/8mm):

Die Ausleuchtung auf Höhe der Leiter ($\text{SNR}(2,4)=63$) ist auch hier deutlich stärker als orthogonal dazu ($\text{SNR}(1,3)=36$), nämlich fast doppelt so stark. Das SNR der gesamten Aufnahme ist merklich schlechter $\langle\text{SNR}\rangle_{\text{Mittel}}=49$ als bei SL(8mm) ($\langle\text{SNR}\rangle_{\text{Mittel}}=88$) (Tab. 7.1.1). Jedoch wird die konzentrische Schwankung der Signalintensität auf $\langle\sigma(8\text{mm})\rangle=\pm 28\%$, im Vergleich zu $\langle\sigma(8\text{mm})\rangle=\pm 49\%$ bei der Spule SL(8mm), reduziert (Tab. 7.1.2). Im „Fernfeld“ resultiert ebenfalls ein schwaches SNR ($\text{SNR}(2\rho)=8,5$ und $\text{SNR}(3,5\rho)=2,6$) (Tab. 7.1.2). Dies entspricht zirka der Hälfte des SNR bei dem Katheter SL(8mm). Das Magnetfeld fällt mit $\text{SNR}(3,5\rho)/\text{SNR}(2\rho)=27\%$ in y-Richtung nicht mehr so stark ab, wie mit $\text{SNR}(3,5\rho)/\text{SNR}(2\rho)=23\%$ bei der SL(8mm) (Tab. 7.1.2). In y-Richtung bleibt dieser Wert nahezu konstant (34% bei SL(8mm) bzw. 33% bei SL(5mm/8mm)) (Tab. 7.1.2).

DL(5mm/8mm):

Bei der „Double-Loop“ beträgt das SNR am Rand des Außenballons $\langle\text{SNR}\rangle_{\text{Mittel}}=75$ mit einer Schwankung von $\langle\sigma(8\text{mm})\rangle=\pm 1\%$ (Tab. 7.1.1). Auch das SNR im Fernfeld ist deutlich erhöht ($\text{SNR}(2\rho)=14,6$ und $\text{SNR}(3,5\rho)=4,6$) (Tab. 7.1.2). Die Feldverteilung im Fernfeld kann als radialsymmetrisch betrachtet werden (x-Richtung: $\text{SNR}(3,5\rho)/\text{SNR}(2\rho)=31\%$; y-Richtung: $\text{SNR}(3,5\rho)/\text{SNR}(2\rho)=33\%$) (Tab. 7.1.2).

Diskussion:

Das Konzept der „Single-Loop“ mit einem Ballon zeigt auch im Experiment die erwarteten Nachteile. Aufgrund der Schwierigkeiten bei der Bestimmung des SNR wird auf einen Vergleich mit der Theorie verzichtet. Dieses Konzept wird im folgenden Kapitel im

Tiermodell nur evaluiert, um die Verbesserung durch die neu entwickelte Spule zu demonstrieren.

Das Prinzip des Doppelballons zeigt sich bereits bei der „Single-Loop“ SL(5mm/8mm) als geeignete Methode, die Überstrahlungseffekte direkt an den Leitern zu unterdrücken. Eine konzentrische Ausleuchtung konnte aber nicht erreicht werden. Außerdem muß bei diesem Design eine Halbierung des SNR in Kauf genommen werden. Es wird hiermit die Theorie bestätigt, daß das Verhältnis von Durchmesser des Innenballons zum Durchmesser des Außenballons entscheidend in das SNR eingeht.

Das Konzept der „Double-Loop“ DL(5mm/8mm) weist eine völlig konzentrische Ausleuchtung direkt am Rand des Außenballons mit einer vernachlässigbaren Schwankung von $\pm 1\%$ auf. Allerdings werden hier die Bereiche, die laut Kapitel 4 den Beträgen des Magnetfeldes $|B(\rho, 0^\circ)|$ auf der x-Achse und $|B(\rho, 90^\circ)|$ auf der y-Achse entsprechen, untersucht. Die Nebenbedingung für die Berechnung der Leiterarchitektur war, daß der Betrag des Magnetfeldes in diesen Bereichen identisch sein soll. Das Experiment bestätigt diese Aussage (Abweichung $\pm 1\%$). Wie in der Theorie vorhergesagt, wird durch die Erhöhung der Windungszahl das SNR gesteigert. Hier wäre auch das Prinzip der „Triple-Loop“ oder Spulen höherer Windungszahl denkbar. Dies hat zur Folge, dass der Durchmesser des Innenballons größer werden könnte, um die selbe radiale Feldschwankung zu erreichen. Des weiteren würde somit wieder das Signal aus dem Fernfeld gesteigert werden können. Daß die „Double-Loop“ DL(5mm/8mm) Dipolcharakter aufweist, also im Fernfeld mit $1/\rho^2$ abfällt, konnte verifiziert werden. Der Abfall $\text{SNR}(3,5\rho)/\text{SNR}(2\rho)$ beträgt sowohl in x-Richtung (31%) als auch in y-Richtung (33%) nahezu die errechneten 33%. Daraus folgt, daß im Fernfeld der „Double-Loop“ ebenfalls eine völlig konzentrische Magnetfeldverteilung herrscht.

7.2 Messungen am Tiermodell

Bei dem Tiermodell handelt es sich um ein ungefähr halbes Jahr altes Hausschwein mit einem Körpergewicht von ca. 50 kg. Es wird die linke Arteria carotis communis (Kopfschlagader) freigelegt. Anschließend erfolgt die intraarterielle Einlage einer 8F-Schleuse. Für diese Untersuchung wird ein Ballonkatheter mit 8 mm Außendurchmesser im inflatierten Zustand benötigt. Über einen Führungsdraht aus Kunststoff erfolgt die Einlage des Bildgebungskatheters. Danach wird das Tier in den MR-Tomographen transportiert. Beide Ballone werden kurz inflatiert, um die Spule im expandierten Zustand nochmals genau abstimmen zu können. Danach werden sie wieder deflatiert. Die MR-Spule ist in diesem deflatierten Zustand sensitiv genug, um mit geeigneten Sequenzen schnell lokalisiert werden zu können. Es werden zwei orthogonale „Localizer“-Sequenzen verwendet, um die genaue Ausrichtung des Katheters im Raum bestimmen zu können. Nun werden die Schichten senkrecht zur Katheterachse ausgewählt. Zur eigentlichen Messung wird der Ballon wieder inflatiert. Die Ausrichtung des Katheters und damit der Schichten ändert sich durch das Inflatieren des Ballonsegments nicht mehr entscheidend.



Abb. 7.2: MR-Übersichtsbild des Hausschweins. Der Pfeil zeigt die Position des Bildgebungskatheters in der Arteria carotis communis.

7.2.1 „Single-Loop“

Der intravaskuläre Bildgebungskatheter basiert auf Basis des „Single-Loop“-Designs (Schleuse: 8 French=2,7 mm, Länge des Ballonsegments: 40 mm, Ballondurchmesser: 8 mm).

Als Inflationsmedium wurde eine physiologische NaCl-Lösung verwendet, wie sie bei der klinischen Humanapplikation üblich ist.

Die Bilder wurden mit Hilfe von einer 2D-Gradienten-Echo- und einer hochauflösenden Spin-Echo-Sequenz aufgenommen:

2D-Gradienten-Echo-Sequenz: Repetitionszeit: 641 ms, Echozeit: 10 ms, Flipwinkel: 60°, FOV: 70*80 mm², Matrix: 224*256, Anzahl der Akquisitionen: 2, Schichtdicke: 4 mm, Aufnahmezeit: 4:49 min, theoretische Auflösung: 0,31*0,31 mm²,

Spin-Echo-Sequenz: Repetitionszeit: 2000 ms, Echozeit: 35 ms, Flipwinkel: 90°, FOV: 30*30 mm², Matrix: 192*256, Anzahl der Akquisitionen: 1, Schichtdicke: 4 mm, Aufnahmezeit: 6:25 min, theoretische Auflösung: 0,16*0,12 mm².

Ergebnisse:

Mit der Gradienten-Echo-Sequenz konnten Strukturen bis zu einem Abstand vom 2-fachen Spulendurchmesser (Signaleindringtiefe) in weniger als 5 Minuten Akquisitionszeit dargestellt werden. Es sind extravaskuläre Strukturen wie angrenzendes Gewebe und angrenzende Gefäße, wie z.B. Muskulatur, Faszien³¹, periarterielles³² Gewebe bzw. die Vena jugularis interna³³, mit einer theoretischen Auflösung von 0,31*0,31 mm² visualisierbar. Sowohl die Ballon- als auch die Gefäßwand sind bereits bei dieser Sequenz bei einem Field-Of-View (FOV) von 70*80 mm² erkennbar. Jedoch fällt die deutliche Überstrahlung direkt an den Spulenleitern auf. Diese lokalen Signalintensitäten machen eine Differenzierung von z.B. Ballon- und Gefäßwand in der Nähe der Leiter unmöglich.

³¹ Faszie: meist breitflächig ausgedehnte dünne Bindegewebshülle besonders in den Muskeln oder deren sehnenartiger Fortsetzung.

³² periarteriell: um eine Arterie herum (liegend).

³³ Vena jugularis interna: innere Halsvene.

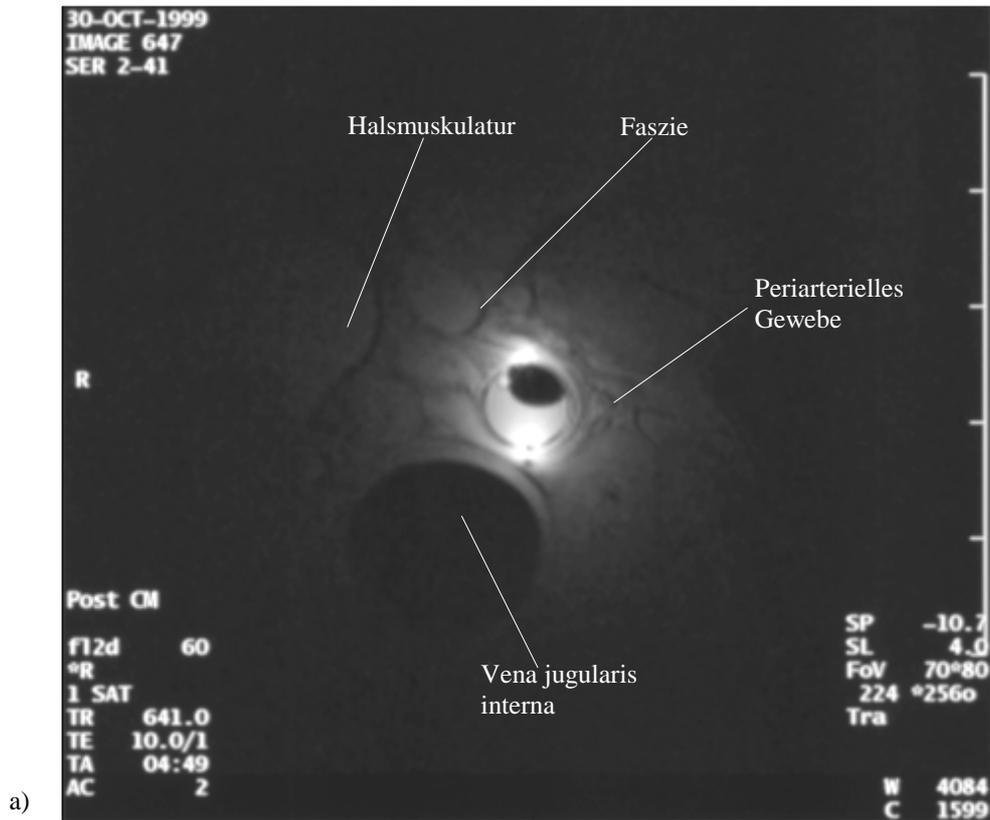


Abb. 7.2.1: Aufnahme der Arteria carotis communis eines Hausschweins mit einer intravaskulären HF-Empfangsspule auf Basis der „Single-Loop“ mit a) einer 2D-Gradienten-Echo-Seqenz und b) einer hochauflösenden Spin-Echo-Seqenz. Auf der Skala am rechten Bildrand entspricht 1 Einheit=10 mm.

Mit der Spin-Echo-Sequenz werden die Ballon- und Gefäßwand mit einer deutlich höheren Auflösung von theoretisch $0,16 \times 0,12 \text{ mm}^2$ dargestellt. Selbst ein angrenzender Nerv ist deutlich zu erkennen. Jedoch verlängert sich hier die Aufnahmezeit auf 6:25 Minuten. Störend fallen auch hier die lokalen Überstrahlungen ins Gewicht, so daß keine Visualisierung vaskulärer Strukturen direkt an den Leitern möglich ist. Des weiteren ist zu erkennen, daß die Gefäßwand links im Bild dünner erscheint als rechts. Der Ballon selber erscheint hell und die in ihm eingeschlossene Luftblase dunkel.

Diskussion:

Es können qualitativ hochwertige Bilder mit einer Auflösung bis zu $0,16 \times 0,12 \text{ mm}^2$ in Aufnahmezeiten von ca. 5 Minuten akquiriert werden. Es wurden sehr feine intra- und extravaskuläre Strukturen visualisiert, wie z. B. der Ballon, die Gefäßwand oder angrenzende Strukturen. Störend bei diesem „Single-Loop“-Design sind die deutlichen Überstrahlungen direkt an den Leitern. Diese können, wie bei der Spin-Echo-Sequenz an den signalarmen Ringen um die Leiter sichtbar, sogar zu Feldverzerrungen bzw. zu einer falschen Signaldekodierung führen. Daß bei der Spin-Echo-Sequenz im Gegensatz zur Gradienten-Echo-Sequenz die Gefäßwand nicht überall gleich dick erscheint, läßt vermuten, daß es sich hier um den Effekt der Chemischen Verschiebung handelt, der sich ebenfalls störend auf eine korrekte Diagnostik auswirkt. Die Luftblase, die im Ballonsegment eingeschlossen ist, ermöglicht eine deutlich bessere Differenzierung zwischen Ballon- und Gefäßwand. Die NaCl-Lösung hingegen wirkt sich hierbei durch ihre hohe Signalintensität eher negativ aus.

7.2.2 „Double-Loop“

Der intravaskuläre Bildgebungskatheter basiert auf dem „Double-Loop“-Design (Schleuse: 8 French=2,7 mm, Länge des Ballonsegments: 40 mm, Ballondurchmesser: 8 mm).

Da es mit einem Ballonlumen, das kein Signal liefert, deutlich einfacher ist, die Gefäßwand von der Ballonwand zu differenzieren (siehe 7.2.1), wurde ein Inflationsmedium gesucht, welches keine Wasserstoffatome enthält. Da man mit Luft als Medium unter klinischen Bedingungen nicht den nötigen Druck von ca. 8 bar erreicht, war hierzu eine Flüssigkeit nötig. Die Wahl fiel auf D_2O , auch schweres Wasser genannt. Eine Rücksprache mit der Chemischen Fakultät der Philipps-Universität Marburg ergab, daß D_2O keinerlei toxische

Wirkungen aufweist und nahezu wie gewöhnliches H₂O zu behandeln ist. Allerdings muß erwähnt werden, daß D₂O hydoskopisch ist, also Wasser zieht. Das bedeutet, daß der Behälter, in dem das D₂O aufbewahrt wird, stets luftdicht, am besten mit Parafilm, verschlossen sein muß.

Die Bilder wurden wieder mit Hilfe von einer 2D-Gradienten-Echo- und einer hochauflösenden Spin-Echo-Sequenz aufgenommen:

2D-Gradienten-Echo-Sequenz: Repetitionszeit: 641 ms, Echozeit: 11 ms, Flipwinkel: 60°, FOV: 40*80 mm², Matrix: 111*256, Anzahl der Akquisitionen: 5, Schichtdicke: 4 mm, Aufnahmezeit: 5:58 min, theoretische Auflösung: 0,36*0,31 mm².

Spin-Echo-Sequenz: Repetitionszeit: 540 ms, Echozeit: 35 ms, Flipwinkel: 90°, FOV: 30*40 mm², Matrix: 144*256, Anzahl der Akquisitionen: 3, Schichtdicke: 4 mm, Aufnahmezeit: 5:51 min, theoretische Auflösung: 0,21*0,16 mm².

Ergebnisse:

Mit der Gradienten-Echo-Sequenz konnten analog zur „Single-Loop“ Strukturen bis zu einem Abstand vom 2-fachen Spulendurchmesser (Signaleindringtiefe) in einer Akquisitionszeit von 5:58 min dargestellt werden. Es sind ebenfalls extravaskuläre Strukturen wie angrenzendes Gewebe und angrenzende Gefäße, wie z.B. Muskulatur, Faszien, periarterielles Gewebe, die Vena jugularis interna bzw. ein angrenzender Nerv, mit einer theoretischen Auflösung von 0,36*0,31 mm² visualisierbar. Auch hier ist bereits bei einem FOV von 40*80 mm² die Gefäßwand erkennbar. Die Ausleuchtung um den Bildgebungskatheter herum ist völlig konzentrisch. Die Gefäßwand liefert an jeder Stelle nahezu gleiche Signalintensität.

Mit der Spin-Echo-Sequenz wird die Gefäßwand mit einer deutlich höheren Auflösung von theoretisch 0,21*0,16 mm² dargestellt. Die Aufnahmezeit beträgt 5:51 Minuten. Die Gefäßwand erscheint überall gleich stark ausgeprägt. Des weiteren fällt eine helle halbkreisförmige Stelle zwischen der unteren Hälfte des Katheters und der Gefäßwand auf. Der Ballon selber liefert nun aufgrund des D₂O kein Signal mehr.

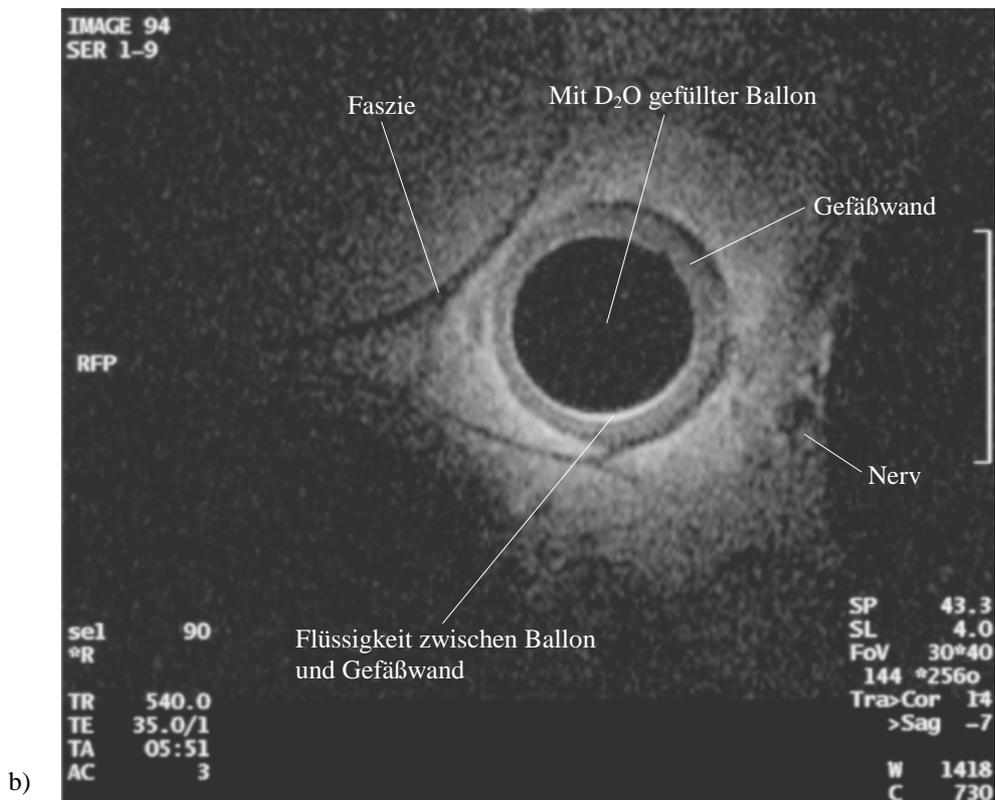
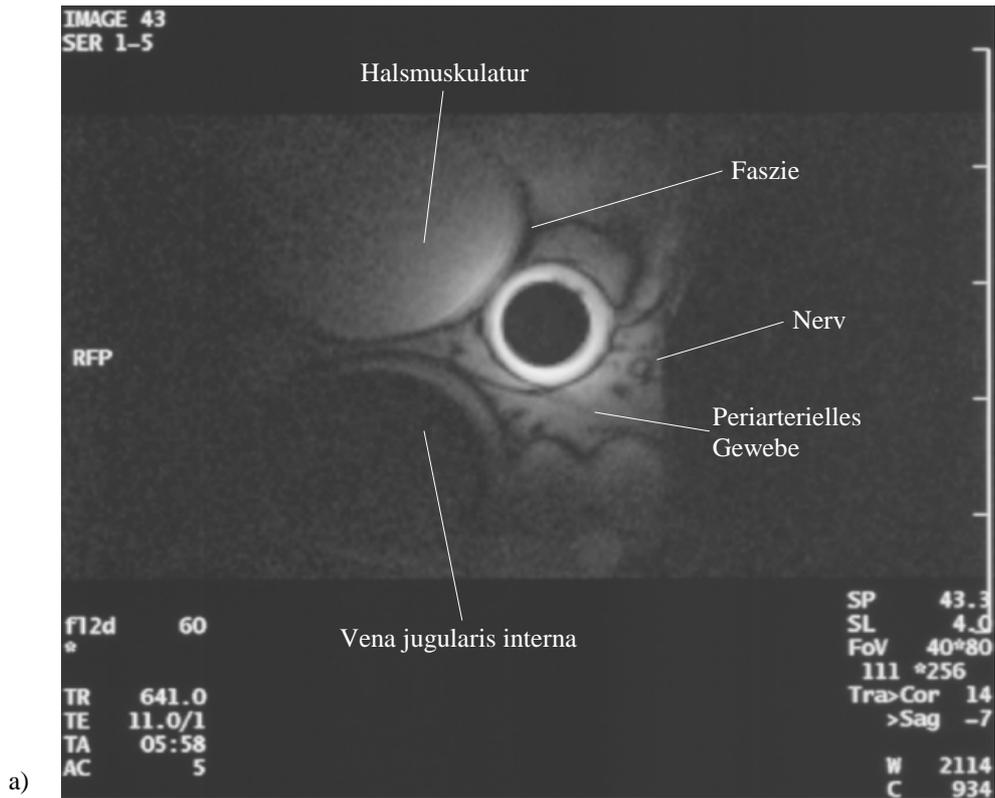


Abb. 7.2.2: Aufnahme der Arteria carotis communis eines Hausschweins mit einer intravaskulären HF-Empfangsspule auf Basis der „Double-Loop“ mit a) einer 2D-Gradienten-Echo-Sequenz und b) einer hochauflösenden Spin-Echo-Sequenz. Auf der Skala am rechten Bildrand entspricht 1 Einheit=10 mm.

Diskussion:

Es können ebenfalls qualitativ hochwertige Bilder mit einer Auflösung bis zu $0,21 \times 0,16 \text{ mm}^2$ in Aufnahmezeiten von ca. 6 Minuten akquiriert werden. Es wurden sehr feine intra- und extravaskuläre Strukturen visualisiert, wie z. B. die Gefäßwand oder angrenzende Strukturen. Wie berechnet folgt aus der Anordnung der „Double-Loop“ eine völlig konzentrische Ausleuchtung der Gefäßwand und der angrenzenden Strukturen. Die helle Stelle an der Unterseite des Ballons läßt auf eine Flüssigkeitsansammlung zwischen Ballon und Gefäß schließen. Das Ballonsegment ist aufgrund des Inflationsmediums, welches kein Signal liefert, nicht mehr sichtbar. Somit läßt sich die Gefäßwand klar erkennen. Auch der Effekt der Chemischen Verschiebung ist nahezu nicht mehr zu beobachten. Die Gefäßwand erscheint sowohl links im Bild als auch rechts gleich dick. Die Minimierung der Chemischen Verschiebung wird auf das neue Inflationsmedium D_2O zurückgeführt.

7.3 Histologischer Befund

Um mit der Intervention einhergehende Gefäßwandschädigungen detektieren zu können, wurde eine histologische Untersuchung der Gefäßwand durchgeführt, die zuvor mit der „Single-Loop“ akquiriert wurde. Hierzu wurde das Gefäßsegment an der Spitze des Katheters herangezogen. Im Laufe der Untersuchung hat sich gezeigt, daß die Wärmeentwicklung hier am stärksten ist.

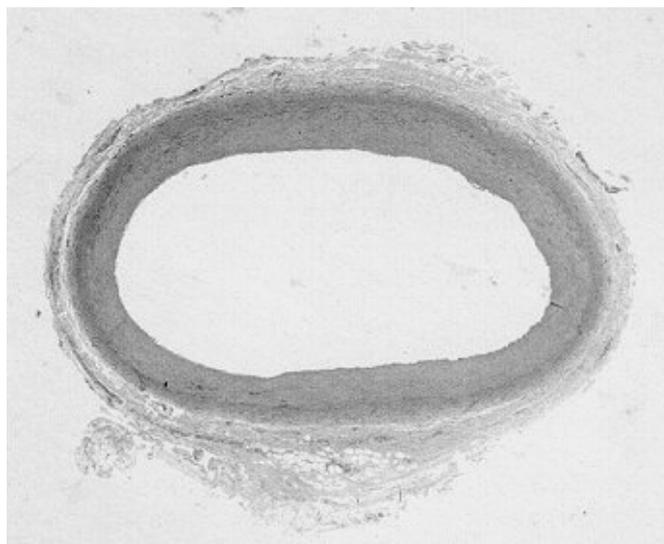


Abb. 7.3.1: Histologische Untersuchung: Querschnitt der Arteria carotis communis an der Katheterspitze der „Single-Loop“.

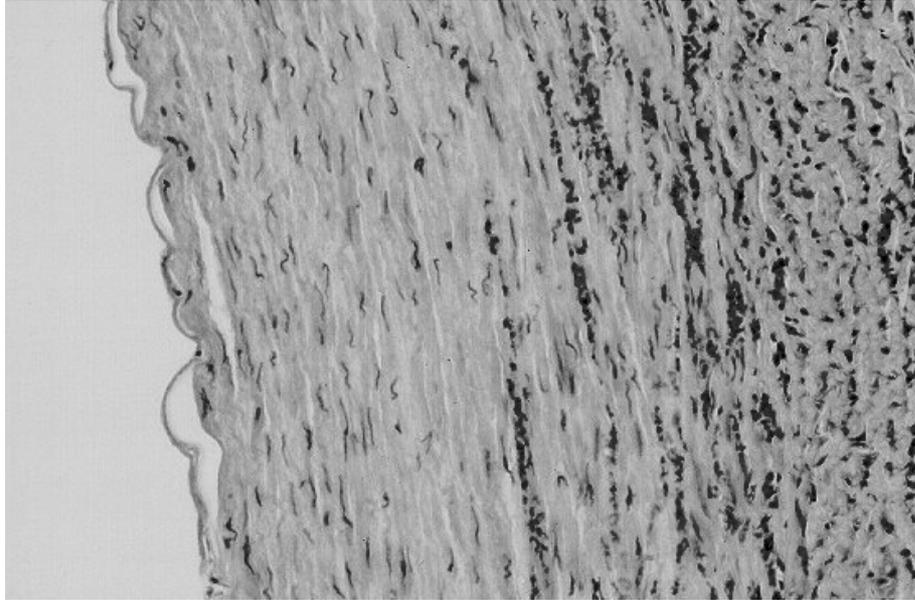


Abb. 7.3.2: Histologische Untersuchung: Längsschnitt der Arteria carotis communis an der Katheterspitze der „Single-Loop“.

Bei der histologischen Untersuchung wurden 4 µm dicke Semidünnschnitte in Hematoxylin-Eosin gefärbt. Es sind glatte Muskelzellen und Leukozyteninfiltrationen³⁴ zu erkennen, die aber als ein normaler Prozeß in Hinsicht auf die Angioplastie und die Untersuchungsdauer angesehen werden können. Es fand jedoch keine Thrombozytenaggregation bzw. keine sichtbare Gefäßwandverletzung statt. In beiden Segmenten ist das Endothel intakt. Es sind somit keine Hinweise auf mechanische bzw. thermische Schäden in der histologischen Aufbereitung des Präparats zu erkennen.

³⁴ Infiltration: das Eindringen fremdartiger Substanzen in normales Gewebe.

Kapitel 8

Diskussion

Der erste Schritt bei der Applikation der hier vorgestellten intravaskulären MR-Spule ist die Wahl des richtigen Ballondurchmessers des PTA-Katheters. Der Ballon muß das Gefäß vollständig okkludieren ohne es gleichzeitig zu überdehnen. Die vollständige Okklusion ist wichtig, um den Blutfluß während der Akquisitionszeit zu stoppen und somit durch den Blutfluß hervorgerufene Bewegungsartefakte zu unterdrücken. Durch Pulsation oder andere Bewegungen verursachte Artefakte lassen sich nur schwer beeinflussen. Zur Wahl des Ballondurchmessers helfen z.B. röntgenfluoroskopische bzw. magnetresonanztchnische Meßverfahren. Im Fall der Dilatation der Arteria carotis communis eines 50 kg schweren Hausschweins erwies sich hierfür ein Durchmesser von 8 mm als geeignet. Die Abmessungen dieses modifizierten PTA-Katheters erlaubten die Einlage einer 8 French Schleuse (2,7 mm). In Kombination mit den geringen Kathetergröße wurde eine maximale Flexibilität des Katheters erreicht. So konnte dieser stets leichtgängig an der gewünschten Stelle positioniert werden. Diese Aussage wird zusätzlich von der histologischen Aufbreitung des Gefäßpräparats bestätigt, wobei keine mechanischen Verletzungen z.B. des Endothels zu erkennen waren.

Für jeden Ballondurchmesser muß die optimale Leiterpositionierung der MR-Spule für eine minimale konzentrische Feldschwankung neu errechnet werden. Die optimalen Leiterpositionen lassen sich der Tabelle B.3.1 für die „Double-Loop“ bzw. B.3.2 für die „Triple-Loop“ entnehmen. Wie in dem Kapitel 4 „Berechnung der Leiterarchitektur“ geschildert, sollte man sich an einem Verhältnis von Innen- zu Außenballon von ungefähr 0,6 orientieren. Die Magnetfeldschwankung am Rande des Außenballons in Abhängigkeit dieses Verhältnisses sind sowohl für die „Double-“ als auch die „Triple-Loop“ der Tabelle

4.5 zu entnehmen. Unter Vorgabe eines Außenballons von 8 mm Durchmesser folgt hiermit für den Innenballon ein Durchmesser von 5 mm. Bei diesem Verhältnis von Innen- zu Außenballondurchmesser sind direkt an der Gefäßwand als auch bei weiter entfernten Strukturen keine Magnetfeldschwankungen zu erkennen. Die Spule erzeugt ein völlig radialsymmetrisches Feld. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß ein kleiner Innenballon zwar die konzentrische Schwankung reduziert, aber die Signaleindringtiefe negativ beeinflussen würde. Die Eindringtiefe beider im Tiermodell evaluierten Spulen ist vergleichbar groß. Bei der 2D-Gradienten-Echo-Sequenz entspricht dies ca. dem 2-fachen Außendurchmesser der Katheter. Obwohl bei der „Single-Loop“ die Spulengeometrie einen Durchmesser von 8 mm und bei der „Double-Loop“ von nur 5 mm aufweist. Hiermit konnte gezeigt werden, daß der kleinere Spulendurchmesser durch eine höhere Induktivität der Detektionsspule kompensiert werden kann. Bei der Geometrie der „Triple-Loop“ könnte der Durchmesser des Innenballons um gut 1 mm vergrößert werden. Die entspricht einem maximalen Verhältnis von Innen- zu Außenballon von knapp 0,72 (Abb. 4.5), um noch unterhalb der festgesetzten Toleranzgrenze von $\langle\sigma(\rho)\rangle=15\%$ für die Feldschwankung am Außenballon zu bleiben.

Auch die Elektronik muß für jede einzelne Spulengröße neu errechnet und aufgebaut werden, da sich mit der Abmessung der Spule auch die Induktivität des Detektionsschwingkreises verändert. Es ist möglich, daß die Kapazitäten der im Aufbau der Elektronik verwendeten variablen Kondensatoren so weit variiert werden können, daß mehrere Spulengrößen mit ein und der selben Elektronik abgestimmt werden können. Mit der Veränderung der Länge des Koaxialkabels wäre allerdings eine starke Änderung der effektiven Kapazität verbunden. Katheter verschiedener Kabellängen lassen sich deshalb nicht mehr mit einer einzigen Elektronik abstimmen. Für eine routinemäßige Applikation muss also für jede Spulengröße und Katheterlänge eine speziell angepasste Elektronik vorhanden sein, bei der bereits in einem Phantom die Feinabstimmung vorgenommen wurde. Die Sensitivität der MR-Spule ist selbst im deflatierten Zustand des Ballons so groß, daß dieser mit geeigneten Sequenzen genau lokalisiert werden kann und die gewünschten Schichten für die MR-Schnittbilder gewählt werden können. Der Ballon wird lediglich während der Akquisitionszeit inflatiert und anschließend sofort wieder deflatiert.

Akquisitionszeiten von ca. 5 Minuten erscheinen allerdings noch relativ lang. Diese Akquisitionszeiten sind aber nicht auf den eigentlichen Bildgebungskatheter zurückzuführen. Angesichts der heute bereits erwerblichen MR-Systeme bzw. der rasanten

Entwicklung auf dem Gebiet der MR-Software und Hardware ist die Beseitigung dieser Einschränkung nur noch eine Frage der Zeit. Eine Erhöhung des statischen Magnetfeldes würde die Larmorfrequenz der präzedierenden Kernspins und somit die transversale Magnetisierung, die als MR-Signal detektiert wird, steigern. Da das SNR direkt proportional zu $B_0^{3/2}$ ist, würde sich das SNR bei einem statischen Magnetfeld von 1,5 Tesla theoretisch fast verdoppeln und bei 4,0 Tesla sogar verachtfachen. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß die Wärmeentwicklung proportional zur anliegenden HF-Leistung ist. Es kann somit angenommen werden, daß sich der Temperatureffekt bei 1,5 Tesla mehr als verdoppelt und bei 4,0 Tesla sogar 16-mal so groß ausfallen würde.

Eine Verbesserung der Gradientensysteme würde sich beispielsweise in einer höheren Auflösung bemerkbar machen. Somit wären in absehbarer Zukunft Akquisitionszeiten deutlich unter einer Minute, ja sogar in Echtzeit denkbar.

Eine geeignete Lösung der Systemkomponenten zur Applikation intravaskulärer MR-Spulen wäre z.B. ein 1,0 Tesla starker Tomograph mit einem leistungsstarken Gradientensystem. So wären Temperatureffekte zu vernachlässigen und gleichzeitig eine hohe Auflösung möglich. Ein Vergleich der „Single-Loop“ mit einem Ballon und der „Double-Loop“ mit dem Doppelballon zeigt, daß beim SNR und bei der Signaleindringtiefe keine Veränderungen feststellbar sind. Bei beiden Konzepten ist bei nahezu gleichbleibender Auflösung die Abgrenzung feiner Strukturen im μm -Bereich möglich. Gleichzeitig sind mit der Innovation der „Double-Loop“ in Kombination mit einem Doppelballon keinerlei Überstrahlungseffekte an der Gefäßwand mehr zu erkennen. Es resultiert eine völlig konzentrische Ausleuchtung um den Ballon herum. Die gesamte Gefäßwand ist mit homogener Intensität visualisierbar.

Die Verwendung des neuen Inflatiumsmediums (D_2O) liefert kein Signal aus dem Balloninneren. Somit ist eine klare Differenzierung von Ballonsegment und Gefäßwand möglich. Selbst Chemische Verschiebungsartefakte scheinen durch die Wahl dieses Mediums deutlich reduziert.

Die histologische Untersuchung der Gefäßwand, die mit der „Single-Loop“ untersucht wurde, lies keinerlei Hinweise auf Erwärmungseffekte erkennen. Im Rahmen der uns zur Verfügung stehenden Hilfsmittel, kann man die Erkenntnis gewinnen, daß die Applikation der „Double-Loop“ kein Risiko im Hinblick auf thermische Schädigungen darstellt. Wenn bei der Applikation der „Single-Loop“, bei welcher der Leiter direkt am Gewebe anliegt,

keine derartigen Effekte festgestellt werden können, kann angenommen, dass bei der „Double-Loop“ keine sicherheitstechnischen Bedenken geäußert werden müssen. Bei der „Double-Loop“ befinden sich die Spulenleiter in einem gewissen Abstand von der Gefäßwand und sind zusätzlich von einem Kühlungsmedium mit einem starken Temperaturgradienten umgeben. Das „Double-Loop“-Konzept in Kombination mit einem 1,0 Tesla-Magneten, der Mantelwellensperre und dem Kühlungsmediums D₂O stellt somit eine geeignete Methode dar, um thermische Effekte nahezu ausschließen zu können.

Kapitel 9

Ausblick

Die Verwendung von Kernspintomographen zur fluoroskopischen Untersuchung ohne Röntgenstrahlen bietet ein hohes Potential für therapeutische intravaskuläre Applikationen. Im Gegensatz zur herkömmlichen MRT ist die intravaskuläre MRT invasiv. Sie ist damit nur in Kombination mit zeitgleich durchgeführten Gefäßinterventionen denkbar. Ein Vorteil der intravaskulären MR-Bildgebung in Kombination mit interventionellen Maßnahmen könnte zugleich in der Kontrolle des Dilatationsergebnisses liegen. Die im Ballon integrierte Empfangsspule würde dabei eine Bildgebung der Gefäßwand vor, während und nach der Intervention im Sinne einer aktiven Kontrolle ermöglichen.

Die Entwicklung neuartiger intravaskulärer hochauflösender MR-Bildgebungstechniken würden es erlauben, morphologische Informationen über atherosklerotische Plaques zu erhalten. Methoden der MR-Spektroskopie könnten zudem Informationen über ihre chemische Zusammensetzung liefern. Genauso wäre es denkbar, den Fettgehalt des atherosklerotischen Plaques [Vinitski et al. 1991] mittels chemischer Verschiebung zu bestimmen.

Mit der Verfügbarkeit „offener“ MR-Systemkonfigurationen („Open“, „Doppel-Doughnut“) sind auch MR-gesteuerte Gefäßinterventionen denkbar geworden [Wildermuth et al. 1998]. Mittlerweile ist, unter anderem dank der Entwicklung besserer Gradientensysteme (bis zu 200-250 T/sec/m bei klinischen Tomographen), die MR-Bildgebung in Echtzeit routinemäßig einsetzbar. Mit Echo-Planar-Bildgebungstechniken (EPI: echo-planar imaging) können bis zu 10 Bilder pro Sekunde aufgenommen werden. Somit ist bereits heute eine aktive Visualisierung von Kathetern und Führungsdrähten möglich, die eine Darstellung der invasiv geführten Instrumente in Echtzeit erlaubt [Ladd et al. 1998].

Unter Verwendung der vorgestellten Katheter- und Spulenkonfiguration bleibt das Gefäß während der Bildgebung verschlossen. Solche Okklusionen von mehreren Minuten erscheinen für eine repetitive Anwendung am Menschen eventuell problematisch. Zwei Lösungsansätze bieten sich an. Zum einen könnte die Aufnahmezeit durch Verwendung ultraschneller Akquisitionsstrategien deutlich verkürzt werden. Dies würde allerdings immer noch repetitive Gefäßokklusionen notwendig machen. Zum anderen wäre es denkbar, mit neuen Katheterkonfigurationen ein Lumen inmitten des Ballons zu belassen, das eine Durchblutung des Gefäßes auch während der Ballondilatation ermöglicht [Quick et al. 1999].

Auch die Verabreichung zunehmend verfügbarer, lokal wirksamer Peptide ließe sich in Kombination mit der Gefäßintervention nicht nur überwachen, sondern als adjuvante Therapie möglicherweise auch in Form des Ballonkatheters als Applikationsmedium verwirklichen. Zur sogenannten lokalen Pharmakotherapie wurden bereits vielversprechende Untersuchungen an unserem Institut unter Verwendung spezieller „Channel-Balloon“-Katheter durchgeführt. Es wurde gezeigt, daß eine integrierte MR-Empfangsspule die Visualisierung der ausströmenden Flüssigkeit aus den Kanälen des Ballonkatheters möglich macht.

Des Weiteren wäre die Kombination einer externen Spule mit der intravaskulären Spule denkbar. Man könnte anstatt des Bodyresonators die externe Spule zum Senden verwenden. Die Folge wäre eine deutlich geringere Sendeleistung. Da die Erwärmung proportional zur anliegenden HF-Leistung ist, kann angenommen werden, daß diese Effekte dementsprechend niedriger ins Gewicht fallen. Zudem könnte mittels einer Sende/Empfangsweiche diese externe Spule zusätzlich Signal aus der ROI (Region-Of-Interest) empfangen. Die von externer und intravaskulärer Spule empfangenen Signale können mit Hilfe geeigneter Hardware (Hybrid) oder Software gebündelt und zu einem Bild verarbeitet werden. Die Folge wäre, daß nun auch der Außenbereich des FOV (Field Of View) ein besseres SNR aufweisen würde. Man könnte somit ein größeres FOV ausleuchten als bei der alleinigen Verwendung einer intravaskulären MR-Spule, was z.B. die Möglichkeit eines Übersichtsbildes ermöglicht. Das SNR der ROI wäre bei dieser Spulenkombination analog zur Applikation ohne zusätzliche externe Spule.

Dieser Aspekt wäre besonders für endoluminale, wie z.B. ösophagiale, duodenale, urethrale, endovaginale oder endorektale, Applikationen interessant. So könnten z.B. Karzinome,

Fisteln oder andere maligne Veränderungen, die sich auch über das "Fernfeld" der endoluminalen Spule erstrecken, besser visualisiert werden.

Unter diesem Gesichtspunkt wäre auch eine 3D-Datenaufbereitung mittels geeigneter Software (z.B. VGStudio 1.0 von Volume Graphics) denkbar. Die MRT-Daten, die z.B. im DICOM-Format zur Verfügung stehen, können via Speichermedien (MO, CD, DVD), lokalem Netzwerk oder Internet zu einer Grafik-Workstation geschickt werden. Durch das Einlesen mehrerer aufeinanderfolgender 2D-MR-Schnittbilder können mit Hilfe geeigneter Bildbearbeitungsprogramme (z.B. 3D-MedWorks: Speziell für Mediziner entwickeltes leistungsfähiges Bildbearbeitungsprogramm) aus den einzelnen Schichten räumliche Gebilde errechnet und gespeichert werden. Die Möglichkeit der Rotation von 3D-Objekten gestattet dem Anwender, sich diese in jeder Ansicht darstellen zu lassen.

Zur 3D-Datenaufbereitung wäre allerdings eine Signalintensität wünschenswert, die über das gesamte darzustellende Objekt einheitlich ist. Dies ist bei Bildern, die mit einer intraluminalen Spule akquiriert wurden, nicht der Fall, da der radiale Signalabfall bei Spulen mit Dipolcharakter mit $1/r^2$ nach außen abfällt. Um Regionen direkt in der Nähe der Empfangsspule sichtbar zu machen, ist ein schwacher Kontrast und eine niedrige Helligkeit notwendig. Strukturen die weiter entfernt sind, können mit diesen Einstellungen nicht visualisiert werden. Wenn der Kontrast und die Helligkeit dieser Strukturen optimal eingestellt wird, ist das Gewebe direkt um die Spule herum überstrahlt. Eine Lösung dieses Problems würde die Methode der "Intensity Correction" bieten [Liney et al. 1998]. Diese Methode dividiert die Intensität des Bildes durch die theoretisch errechnete Intensitätsverteilung der MR-Spule (z.B. Intensität $\propto 1/r^2$) in diesem FOV. Das Resultat ist eine einheitliche Signalintensität über den gesamten Bildbereich. Das SNR fällt allerdings nach wie vor mit steigendem Abstand vom Spulenmittelpunkt nach außen ab. Dieses Verfahren würde sich hervorragend für die Vorbereitung des Datensatzes für eine 3D-Aufbereitung eignen.

Was die elektronischen Verbesserungsperspektiven anbelangt, haben Nachforschungen ergeben, daß die Firma Murata, Erlangen, seit dem Jahr 2000 SMD-Keramik-Kondensatoren mit paramagnetischen Silber-Palladium-Kontaktierungen (AgPd) der Bauform 0402 mit den Abmessungen 1,0*0,5*0,5 mm fertigt (Typenbezeichnung: GR36, NP0, 50V). Kondensatoren dieser Größenordnung und mit diesen Eigenschaften würden eine Platzierung direkt am eigentlichen Schwingkreis ermöglichen, nämlich am Übergang von der Leiterarchitektur auf dem Ballonsegment zum Koaxialkabel zur Signalübertragung. Der

Bildgebungskatheter könnte bei geschickter Anordnung der Bauelemente immer noch eine 8 French (2,7 mm) Schleuse passieren. Mit dieser zusätzlichen Modifikation könnte die Detektionsspule direkt am Ballon grob abgestimmt werden. Die jeweilige Feinabstimmung würde wieder außerhalb des Körpers durchgeführt werden. Der Vorteil liegt darin, daß nun das lange, widerstandsbehaftete Koaxialkabel nicht mehr zum eigentlichen Schwingkreis gehört, und demzufolge das Spulenrauschen deutlich minimiert wird. Es wird geschätzt, daß auf diese Art und Weise eine zusätzliche Verbesserung des SNR um einen Faktor 2-3 erreicht werden kann.

In ferner Zukunft könnte man auch das Verfahren des Aufdampfens einer Leiterarchitektur aus Kupfer auf dem Kunststoffballon ins Auge fassen. Dieses Verfahren findet in der Halbleiterfertigung Verwendung und wird an der Philipps-Universität im wissenschaftlichen Zentrum für Materialwissenschaften (WZMF) praktiziert. Es wird eine passende Maske gefertigt, welche die spätere Leiterarchitektur bestimmt. Auf den Ballon wird ein Fotolack aufgebracht, der an den Stelle der späteren Leiter wieder weggeätzt wird. Anschließend wird das Kupfer aufgedampft. Es ist möglich Strukturen mit einer Schichtdicke von ca. 50µm aufzudampfen. Damit das Kupfer fest auf dem Ballonmaterial haftet, findet z.B. das Verfahren der Ionenimplantation (ebenfalls ein Verfahren aus der Halbleiterfertigung) Verwendung. Bei dem Verfahren der Ionenimplantation werden Atome und Moleküle im Vakuum ionisiert, in einem elektrostatischen Feld beschleunigt und in einen Festkörper geschossen. Vorteile der Ionenimplantation gegenüber anderen Verfahren zur Oberflächenmodifikation sind extreme Maßhaltigkeit, niedrige Prozeßtemperatur, keine Löslichkeitsprobleme, beliebige Kombination von Ionen und Substrat und keine Haftungsprobleme. Eine durch vorheriges Aufdampfen aufgebraute Schicht wird durch die anschließende Implantation mit dem Polymer verzahnt. Danach können weitere Schichten durch Aufdampfung aufgetragen werden, bis die gewünschte Schichtdicke erreicht ist (Fraunhofer-Arbeitsgruppe für Integrierte Schaltungen: Prof. Dr. Ing. Heiner Ryszel, Erlangen). Erste Probeversuche bestätigten die Durchführbarkeit dieses Konzepts.

Aufgrund der geringen Abmessungen der Leiterbahnen ist es möglich viele Spulenwindungen aufzutragen. Somit würde man die Induktivität der Spule und damit auch die Sensitivität für das zu empfangende MR-Signal steigern. Mit der Erhöhung der Windungszahl kann der Durchmesser des Innenballons im Verhältnis zu dem des Außenballons vergrößert werden, wobei die konzentrische Schwankung des Magnetfeldbetrages an der Gefäßwand gleich bleiben würde. Dies hätte eine Steigerung der

Signaleindringtiefe zur Folge. Dieses Vorhaben läßt sich allerdings nicht beliebig fortsetzen, da bei den Abmessungen der Leiterbahnen auf den im Anhang beschriebenen Skin- und Proximityeffekt geachtet werden muß.

Des weiteren sei angemerkt, daß die Abstimmkondensatoren direkt am Ballonsegment ebenfalls aufgedampft werden könnten. Hierzu wird die eine Kondensatorplatte auf den Kunststoffballon aufgetragen. Es folgt eine Polymerschicht als Dielektrikum und dann die andere Kondensatorplatte. Folienkondensatoren sind in der Industrie heute keine Seltenheit mehr.

All diese Ideen und Konzepte indizieren das eigentliche Potential nicht nur intravaskulärer, sondern intraluminaler MR-Spulen allgemein. Die Forschung und Innovation auf diesem weitläufigen Gebiet sind sicher noch nicht am Ende. Wenn man retrospektiv die Entwicklung auf dem Sektor MR in letzten 10 Jahre revue passieren läßt, wäre es interessant zu wissen, was uns die nächsten 10 Jahre versprechen.

Anhang A

Zur Elektronik

A.1 Reflexionsfaktor

An dem beliebig beschaffenen Ende einer homogenen Leitung wird eine längs der Leitung in x-Richtung laufende Welle im allgemeinen teilweise reflektiert. Die Überlagerung der einfallenden und reflektierten Welle führt zu der Spannungs- und Stromverteilung

$$U = \hat{U} (e^{-\gamma x} + \Re e^{+\gamma x}) e^{i\omega t} \quad (\text{A.1.1})$$

$$I = \hat{U}/Z (e^{-\gamma x} - \Re e^{+\gamma x}) e^{i\omega t} \quad (\text{A.1.2})$$

entlang einer Leitung mit der Ausbreitungskonstanten γ (siehe Anhang A.3: Verkürzungsfaktor). Der komplexe, d.h. die Amplitude und Phase der reflektierten Welle bestimmende Reflexionsfaktor \Re hängt von der Beschaffenheit des bei $x=0$ befindlichen Leitungsendes ab. Sie wird durch den im allgemeinen komplexen Widerstand

$$W(0) = (U/I)_{x=0}$$

beschrieben, mit dem die Leitung abgeschlossen erscheint.

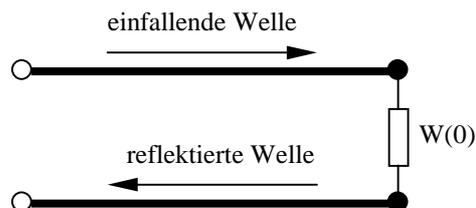


Abb. A.1: Mit dem komplexen Widerstand $W(0)$ abgeschlossenes Ende einer homogenen Leitung.

Die für das Leitungsende ($x=0$) geschriebenen und durcheinander dividierten Gleichungen (A.1.1) und (A.1.2) verknüpfen $W(0)$ und \mathfrak{R} gemäß

$$X := \frac{W(0)}{Z} = \frac{1 + \mathfrak{R}}{1 - \mathfrak{R}} \quad (\text{A.1.3})$$

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{R}(X) = \frac{X - 1}{X + 1} \quad (\text{A.1.4})$$

Bemerkenswerte Sonderfälle sind das offene Leitungsende mit $X=\infty$; $\mathfrak{R}=1$, das kurzgeschlossene Leitungsende mit $X=0$; $\mathfrak{R}=-1$ und der reflexionsfreie ($\mathfrak{R}=0$) Abschluß mit dem normierten Leitungswellenwiderstand $X=1$.

A.2 Smith-Chart

Eine rasche Zuordnung zwischen dem gemessenen Reflexionsfaktor $\mathfrak{R} = |\mathfrak{R}| \exp(i\rho)$ und dem Abschlusswiderstand $W(0)$ ermöglicht das in folgender Abbildung dargestellte Smith-Diagramm.

Es stellt die durch die Gleichung (A.1.4) vermittelte konforme Abbildung der komplexen $W(0)$ -Ebene auf die komplexe \mathfrak{R} -Ebene dar. Eine konforme Abbildung hat die Eigenschaft der Winkel- und Orientierungstreue [Bronstein 1997]. Das bedeutet, daß Winkel und Drehsinn invariant sind. Durch diese mathematische Transformation wird die positive reelle $W(0)$ -Halbebene auf das Innere des Einheitskreises mit Radius $|\mathfrak{R}| \leq 1$ abgebildet. Dabei gehen die Geraden $\text{Re}(X)=\text{const.}$ und $\text{Im}(X)=\text{const.}$ in Kreise über. Die orthogonalen Koordinatenlinien $\text{Re}(X)=\text{const.}$ und $\text{Im}(X)=\text{const.}$ in der $W(0)$ -Halbebene werden auf zwei zueinander orthogonale Kurvenscharen der komplexen \mathfrak{R} -Ebene abgebildet.

Bei einer Normierung auf einen Abschlußwiderstand von $Z_0= 50 \Omega$ entspricht der Punkt $\mathfrak{R}=-1$ einem Widerstand von $Z=0 \Omega$, der Punkt $\mathfrak{R}=0$ einem Widerstand von $Z=50 \Omega$ und der Punkt $\mathfrak{R}=+1$ einem unendlich großen Widerstand.

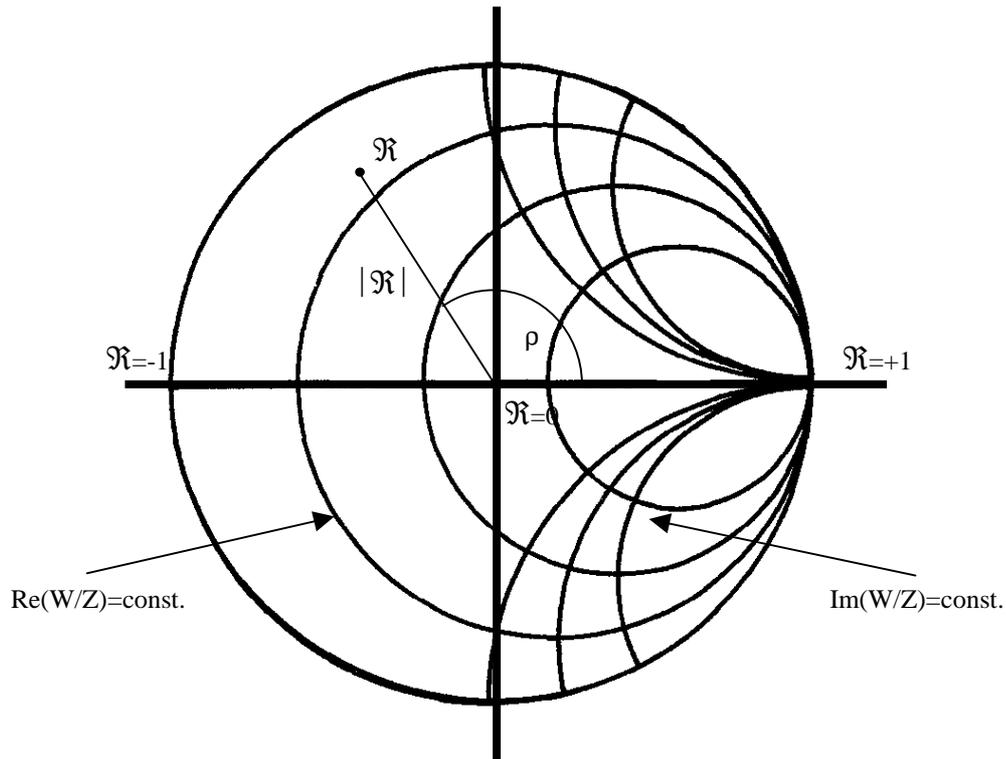


Abb. A.2: Konforme Abbildung der komplexen Widerstands-(W)-Ebene auf die komplexe Reflexionsfaktor-(\mathfrak{R})-Ebene (Smith-Chart).

A.3 Widerstandstransformation

Im Abstand l vor dem Leitungsende (siehe hierzu auch Abb. 6.3.3) findet man als Verhältnis U/I aus der Gleichung (A.1.1) und (A.1.2) den Widerstand

$$\left(\frac{U}{I}\right)_{x=-l} = W(l) = Z \frac{e^{+\gamma l} + \mathfrak{R}e^{-\gamma l}}{e^{+\gamma l} - \mathfrak{R}e^{-\gamma l}} = Z \frac{1 + \mathfrak{R}e^{-2\gamma l}}{1 - \mathfrak{R}e^{-2\gamma l}}. \quad (\text{A.3.1})$$

Mit $\mathfrak{R} = |\mathfrak{R}| \exp(i\rho)$ und unter Betrachtung der Sonderfälle in A.1 ergibt sich hieraus eine Phasendrehung von

$$\rho = -2l\gamma = -2l \cdot \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (\text{A.3.2})$$

Das Leitungsstück der Länge l transformiert den Abschlußwiderstand $W(0)$ in den Widerstand $W(l)$. Geschieht die Transformation mittels einer verlustfreien Leitung, so erweist sich auch hier das Smith-Diagramm als sehr nützlich. $W(l)/Z$ und $W(0)/Z$ liegen in der Reflexionsfaktor-Ebene auf dem selben Kreis um den Punkt $\mathfrak{R}=0$ mit Radius $|\mathfrak{R}|$. Die Länge des $W(0)/Z$ mit $W(l)/Z$ verbindenden Kreisbogen ergibt sich aus $|\mathfrak{R}|$ -mal der

Phasendrehung ρ , welche die Welle nach 2-maligem Durchlaufen des Leitungsstücks erfährt. Hat die Leitung Verluste, so geht der von $W(0)/Z$ nach $W(l)/Z$ führende Weg in eine logarithmische Spirale über, die für $l \rightarrow \infty$ in den Punkt $\Re=0$ einmündet.

Die Wellenlänge der Resonanzfrequenz $f=40,45$ MHz beträgt im Vakuum $\lambda_{\text{Vakuum}}=7,42$ m. Unter Berücksichtigung des Verkürzungsfaktors des Koaxialkabels von $V_K=0,647$ ergibt sich eine Wellenlänge von $\lambda=4,80$ m. Aus Gleichung A.3.2 folgt nun für die Ausbreitungskonstante $\gamma=1,31$ m⁻¹. Das bedeutet konkret, daß z.B. eine Verlängerung des Koaxialkabels um 1,20 m einer Widerstandstransformation von 180° entspricht, also beispielsweise ein offenes Leitungsende in einen Kurzschluß transformiert.

A.4 Widerstand und Leitwert

Für größere Schaltungen kann man Gesamtwiderstand und Gesamtleitwert schrittweise aufbauen - rechnerisch und graphisch durch Addition der komplexen Werte bzw. deren Kehrwerte. Bei Hintereinanderschaltung der Elemente addieren sich deren komplexe Widerstände:

$$X=X_1+X_2.$$

Bei der Parallelschaltung eines neuen Elements muß man zu den Leitwerten übergehen, bevor man sie addieren kann:

$$1/X=1/X_1+1/X_2.$$

Wenn die Schaltung den komplexen Widerstand X hat, ergibt sich ihr Leitwert $Y=1/X$ graphisch durch eine 180°-Drehung um den Ursprung der \Re -Ebene, wobei der Drehsinn erhalten bleibt:

$$\Re(Y) = \Re\left(\frac{1}{X}\right) = \frac{\frac{1}{X} - 1}{\frac{1}{X} + 1} = \frac{1 - X}{1 + X} = -\Re(X) = e^{i\pi} \cdot \Re(X).$$

Konkret entspricht dies im Smith-Chart zur einfacheren Handhabung einer Spiegelung des Widerstands- bzw. Leitwerts am Mittelpunkt des Diagramms ($\Re=0$ bzw. $X=1$).

Im Überblick:

$$X_L = i \frac{\omega L}{Z}$$
$$X_C = -i \frac{1}{Z \omega C}$$
$$Y_L = -i \frac{Z}{\omega L}$$
$$Y_C = i Z \omega C$$

Tabelle A.4: Auflistung der auf $Z=50 \Omega$ normierten komplexen Widerstands- und Leitwerte für eine Spule mit Induktivität L und einen Kondensator mit Kapazität C mit $\omega=2\pi f$.

A.5 Bestimmung der Bauelemente

Komplette Schaltung:

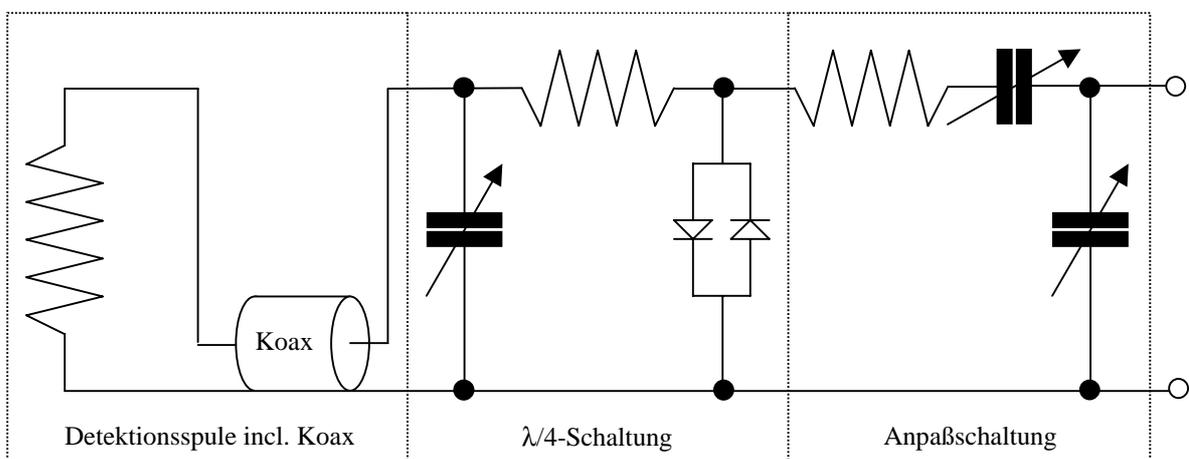


Abb. A.5.1: Schaltplan der kompletten Elektronik zur Applikation intravaskulärer HF-Empfangsspulen ohne Mantelwellensperre und Kontaktierung mit dem Tomographen.

Induktivität der Detektionsspule:

Man löte einen Kondensator an die Enden dieser Spule ($C \approx 100 \text{ pF}$). Über die Beziehung

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

bestimmt man mit dem Netzwerkanalysator die Resonanzfrequenz dieses Schwingkreises und errechnet daraus die Induktivität L der Detektionsspule:

„Single-Loop“ ($\varnothing=6 \text{ mm}$)	„Double-Loop“ ($\varnothing=6 \text{ mm}$)	„Double-Loop“ ($\varnothing=5 \text{ mm}$)	„Double-Loop“ ($\varnothing=4 \text{ mm}$)
$L \approx 190 \text{ nH}$	$L \approx 180 \text{ nH}$	$L \approx 175 \text{ nH}$	$L \approx 170 \text{ nH}$

$\lambda/4$ -Schaltung:

Als erstes trennt man die Spule in der Mitte auf (Abb. 6.3.5). Daraus folgt $X = \infty$. Nun kontaktiert man die Enden der Spule mit einem Koaxialkabel (hier: Länge $l=35 \text{ cm}$; Ausbreitungsfaktor $\gamma=1,31 \text{ m}^{-1}$; Wellenwiderstand $Z=50 \text{ }\Omega$). Laut Gleichung A.3.2 entspricht dieses Koaxialkabel bei einer Resonanzfrequenz von $40,45 \text{ MHz}$ einer Widerstandstransformation mit einer Phasendrehung von $\rho=-52,5^\circ$. Die Spule wirkt aufgetrennt nicht mehr als Induktivität, sondern als Verlängerung des Koaxialkabels, was einer zusätzlichen Transformation von -5° , also nun insgesamt $\rho=-57,5^\circ$, entspricht.

Aus Gleichung A.1.3 und $\mathfrak{R} = |\mathfrak{R}| \exp(i\rho)$ mit $|\mathfrak{R}| = 1$ und $\exp(i\rho) = \cos\rho + i\sin\rho$ folgt

$$X_1 = \frac{i \sin \rho}{1 - \cos \rho} = -1,82i$$

Die Parallelschaltung des Kondensators mit einer Kapazität von z.B. $C=75 \text{ pF}$ (siehe Smith-Chart) fordert den Übergang zu den Leitwerten mit $Y_1=+0,55i$:

$$Y_2 = Y_1 + Y_C = +1,50i$$

mit

$$Y_C = Z \cdot i\omega C = +0,95i.$$

Die Rücktransformation in den Widerstandswert liefert: $X_2=-0,67i$.

Nun stellt sich die Frage, wie groß die serielle Induktivität sein muß, um $X_3=0$ zu erreichen:

$$X_3 = X_2 + X_L = 0$$

mit

$$X_L = \frac{1}{Z} \cdot i\omega L.$$

Daraus folgt:

$$L = i \frac{Z \cdot X_2}{\omega} = 132 \text{ nH}.$$

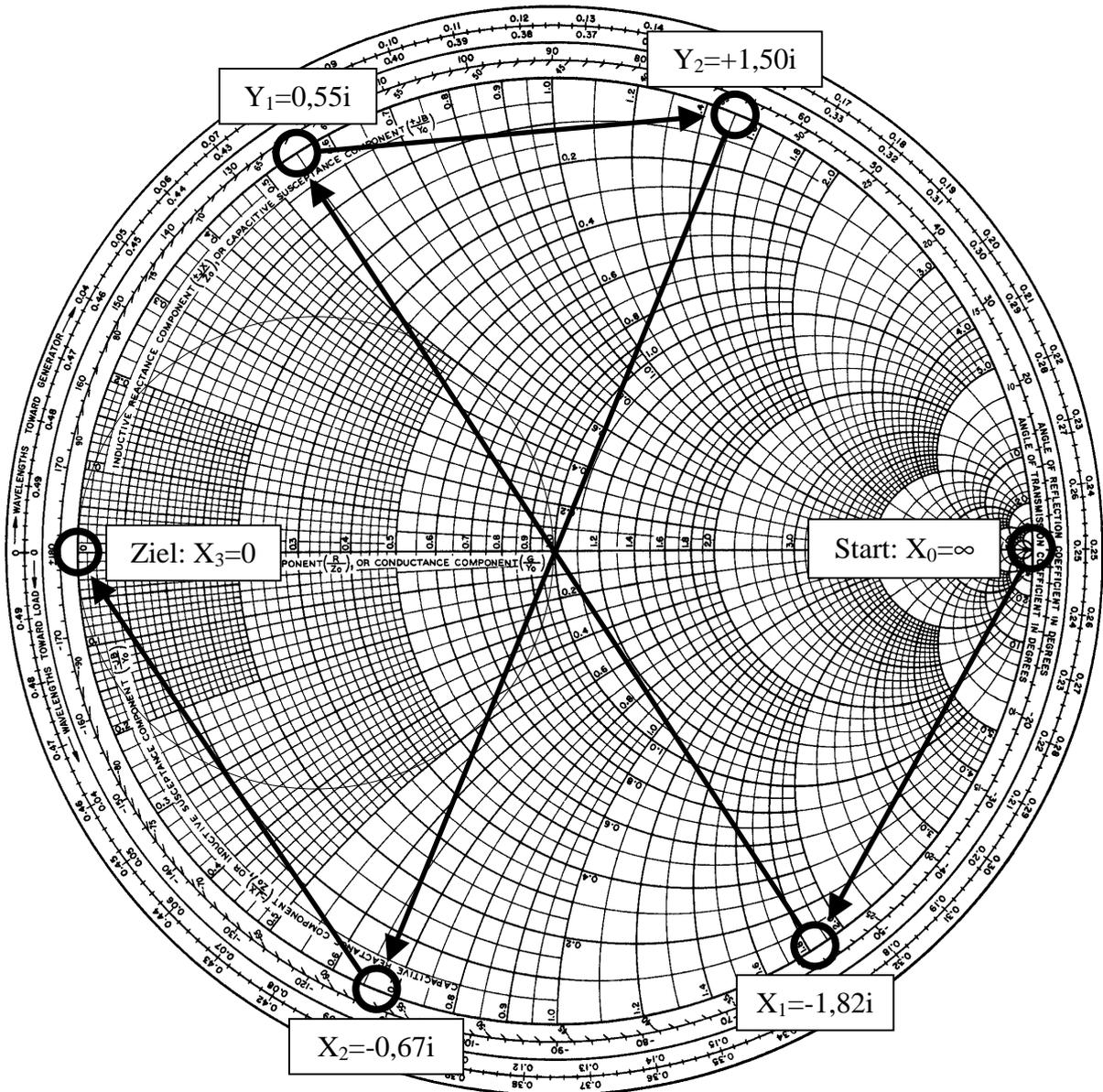


Abb. A.5.2: Smith-Chart in der Widerstandsdarstellung: Widerstandstransformation eines offenen Leitungsendes ($X_0 = \infty$) in einen Kurzschluß ($X_3 = 0$) [Caron 1989].

Anpaß- und Verstimmungsschaltung:

Hierzu muß die Spule wieder geschlossen werden. Die Induktivität der Detektionsspule ist bereits fix, z.B. mit 180 nH durch die Phasendrehung durch das Koaxialkabel von $\rho = -57,5^\circ$, die Parallelkapazität $L = 75$ pF und die Serieninduktivität $L = 132$ nH in der $\lambda/4$ -Schaltung.

Man startet nun bei $X = 0$.

Für die Detektionsspule ist

$$X_L = \frac{1}{Z} \cdot i\omega L = 0,91i.$$

Laut Gleichung A.1.4 und $\mathfrak{R} = |\mathfrak{R}| \exp(i\rho)$ mit $|\mathfrak{R}| = 1$ und $\exp(i\rho) = \cos\rho + i\sin\rho$ entspricht dies einer Phasendrehung von

$$\rho = \arccos\left(\frac{X^2 - 1}{X^2 + 1}\right) = 95,4^\circ.$$

Mit der zusätzlichen Phasendrehung durch das Koaxialkabel von $-57,5^\circ$ folgt hieraus

$$\rho = 95,4^\circ - 57,5^\circ = 37,9^\circ$$

also laut

$$X = \frac{i \sin \rho}{1 - \cos \rho} = 2,91i.$$

Die Parallelschaltung von $C = 75$ pF ergibt:

$$Y = \frac{1}{X} + Z \cdot i\omega C = +0,61i.$$

Mit der seriellen Induktivität von $L = 132$ nH folgt für den gesamten Widerstand X_0 der Detektionsspule inklusive Koaxialkabel und $\lambda/4$ -Schaltung:

$$X_0 = \frac{1}{Y} + \frac{1}{Z} \cdot i\omega L = -0,97i.$$

Man startet also mit der Anpaßschaltung bei $X_0 = -0,97i$. Hier sei gleichzeitig für die komplette Schaltung ein reeller Widerstand von 10Ω angenommen, der in einen reellen Eingangswiderstand von 50Ω transformiert werden soll, um eine reflexionsfreie Leistungsübertragung zu ermöglichen (Anpassung):

$$X_0 = 0,10 - 0,97i.$$

Zur Anpassung muß der komplexe Widerstand X_0 der Schaltung in den reellen Widerstand $X=1$, also 50Ω , transformiert werden. Dies gelingt nur, wenn man sich im Smith-Chart auf Kreisen mit $\text{Re}(X)=1$ bzw. $\text{Re}(Y)=1$ befindet (Abb. A.2). Um von $X_0 = 0,10 - 0,97i$ zu $X_1 = 0,10 + 0,30i$ zu gelangen, benötigt man eine serielle Induktivität mit $X_L = 1,27i$, also

$$L = -i \cdot \frac{Z \cdot X_L}{\omega} = 250nH.$$

Um beim Anpassen diese Induktivität variieren zu können, werden normalerweise Spulen mit einem Eisenkern verwendet, den man in die Spule drehen kann und somit die effektive Induktivität der Spule verändert. Da aber das Einbringen ferromagnetischer Materialien störende Feldverzerrungen zur Folge hätte, wurde hierfür auf eine andere Methode zurückgegriffen. Die Induktivität wird etwas größer gewählt und seriell eine variable Kapazität geschaltet. Dadurch kann man auf einfache Art und Weise mit Hilfe eines Drehkondensators die effektive Induktivität variieren:

$$X_{\text{eff}} = X_L + X_C = i(\omega L - 1/(\omega C)).$$

Zur Transformation nach $X_2 = 1,00$ ist nun eine Parallelkapazität von $C = 24 \text{ pF}$ erforderlich.

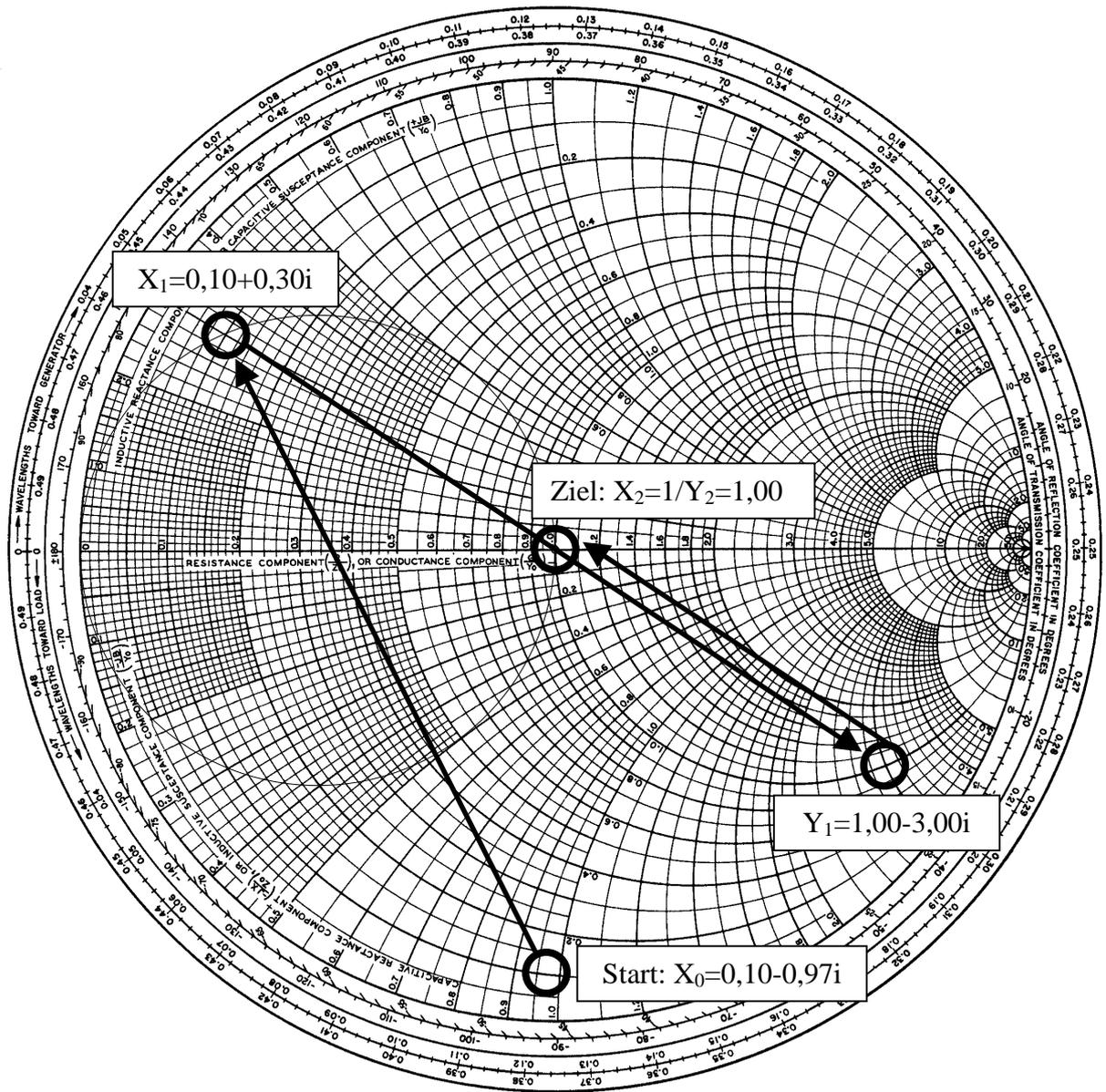


Abb. A.5.3: Smith-Chart in der Widerstandsdarstellung zur 50 Ω -Anpassung: Widerstands-
 transformation der kompletten Schaltung in einen reellen Eingangswiderstand von 50 Ω
 ($X_2 = 1,00$) [Caron 1989].

Anhang B

Theoretische Betrachtungen

B.1 Sinusförmige Stromverteilung

Ziel ist die mathematisch/physikalische Herleitung einer konzentrischen Magnetfeldverteilung um einen unendlich langen Zylinder herum. Es soll die Stromverteilung auf der Mantelfläche eines unendlich langen Zylinders berechnet werden, die diese konzentrische Magnetfeldverteilung erzeugt. Der Zylinder ist in z-Richtung orientiert. Sein Mittelpunkt liegt im Koordinatenursprung.

Der Herleitung geht die Konstruktion eines idealen Liniendipols voraus (Liniendipol: Feld zweier paralleler, unendlicher langer Stromfäden). Ein idealer Liniendipol weist im Fernfeld eine konzentrische Verteilung auf, d.h. die Niveaulinien des Betrages des Magnetfeldes $|B|$ sind konzentrische Kreise um den im Ursprung befindlichen idealen Liniendipol. Um die Verteilung dieses Dipols zu berechnen, wird eine infinitesimal kleine Leiterschleife konstruiert, deren unendlich lange Stromfäden in z-Richtung orientiert sind.

Berechnung der Feldverteilung eines idealen Liniendipols:

Bei einem in positiver z-Richtung stromdurchflossenen Leiter folgt mit dem radialen

Einheitsvektor $\vec{r} = \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix}$ und dem tangentialen Einheitsvektor $\vec{t} = \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}$:

$$\vec{H}(\rho, \varphi) = \frac{I}{2\pi\rho} \cdot \vec{t} = \frac{I}{2\pi\rho} \cdot \begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}.$$

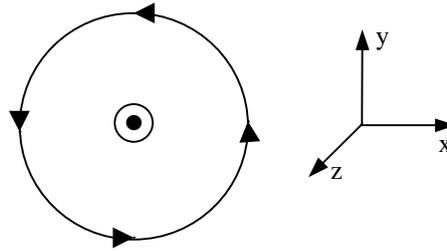


Abb. B.1.1: Magnetfeldlinien um einen unendlich langen stromdurchflossenen Leiter. Der Strom fließt aus der Zeichenebene heraus. Das Feld fällt mit $1/\rho$ nach außen ab. Der tangentielle Einheitsvektor gibt die Richtung der Feldlinien an.

Bei dem Übergang von Polarkoordinaten in kartesische Koordinaten erhält man unter Verwendung der Beziehung $\varphi = \arcsin \frac{y}{\rho} = \arccos \frac{x}{\rho}$ und $\rho^2 = x^2 + y^2$:

$$H(\rho, \varphi) = H(\sqrt{x^2 + y^2}, \arctan \frac{x}{y}) = H(x, y)$$

Verschiebt man nun den Leiter zum Punkt $P(x_0, y_0)$, folgt daraus:

$$H(x, y, x_0, y_0) = H\left(\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}, \arctan\left(\frac{x - x_0}{y - y_0}\right)\right)$$

Ziel ist es, eine Leiterschleife zu konstruieren, die im Punkt $P_1(0, +D)$ in positiver z-Richtung mit Strom durchflossen ist ($+I\vec{e}_z$) und im Punkt $P_2(0, -D)$ in negativer z-Richtung ($-I\vec{e}_z$):

$$\begin{aligned}
\vec{H} &= \vec{H}_1(x, y, 0, D) - \vec{H}_2(x, y, 0, -D) \\
&= \frac{I}{2\pi\rho_1} \cdot \begin{pmatrix} -\sin\left(\arcsin\frac{y-D}{\rho_1}\right) \\ \cos\left(\arccos\frac{x}{\rho_1}\right) \end{pmatrix} - \frac{I}{2\pi\rho_2} \cdot \begin{pmatrix} -\sin\left(\arcsin\frac{y+D}{\rho_2}\right) \\ \cos\left(\arccos\frac{x}{\rho_2}\right) \end{pmatrix} \\
&= \frac{I}{2\pi\rho_1^2} \cdot \begin{pmatrix} -(y-D) \\ x \end{pmatrix} - \frac{I}{2\pi\rho_2^2} \cdot \begin{pmatrix} -(y+D) \\ x \end{pmatrix} \\
&= \frac{I}{2\pi(x^2+(y-D)^2)} \cdot \begin{pmatrix} -(y-D) \\ x \end{pmatrix} - \frac{I}{2\pi(x^2+(y+D)^2)} \cdot \begin{pmatrix} -(y+D) \\ x \end{pmatrix} \\
&= \frac{I}{2\pi\rho^2} \cdot \left\{ \left(1 + \frac{2yD}{\rho^2}\right) \cdot \begin{pmatrix} -(y-D) \\ x \end{pmatrix} - \left(1 - \frac{2yD}{\rho^2}\right) \cdot \begin{pmatrix} -(y+D) \\ x \end{pmatrix} \right\} \\
&= \frac{I}{2\pi\rho^2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{2D - 4y^2D}{\rho^2} \\ \frac{4xyD}{\rho^2} \end{pmatrix} \\
&= \frac{I \cdot 2D}{2\pi\rho^2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\rho^2 - 2y^2}{\rho^2} \\ \frac{2xy}{\rho^2} \end{pmatrix} \\
&= \frac{I \cdot 2D}{2\pi\rho^2} \cdot \begin{pmatrix} \frac{x^2 - y^2}{\rho^2} \\ \frac{2xy}{\rho^2} \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

Es sei noch erwähnt, daß in der 5. Zeile von oben bei der Entwicklung in die geometrische Reihe die Glieder 2. und höherer Ordnung vernachlässigt wurden, da die Näherung in einen idealen Liniendipol übergeführt werden soll, also $D \rightarrow 0$ gehen soll. Nun läßt man gleichzeitig $D \rightarrow 0$ und I so gegen ∞ streben, daß das Produkt $I \cdot D = P$ konstant bleibt. Die Rücktransformation von kartesischen Koordinaten in die ursprünglichen Polarkoordinaten ergibt mit $x = \rho \cos \varphi$ und $y = \rho \sin \varphi$ das

Feld eines Liniendipols:
$$\vec{H}(\rho, \varphi) = \frac{P}{2\pi\rho^2} \cdot \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi \\ 2 \cos \varphi \sin \varphi \end{pmatrix}.$$

Die durch den erwähnten Grenzprozeß (im strengen Grenzübergang fiktiven) Stromverteilung nennt man idealen Liniendipol. Diese Verteilung wurde aus der Analyse

des Feldes zweier Stromfäden mit Abstand D und Strom I gewonnen, bei welcher der Grenzübergang $D \rightarrow 0$ mit $I \cdot D = \text{const.}$ gemacht wurde.

Der radiale Abfall eines idealen Liniendipols beträgt somit $1/\rho^2$. Der Betrag des Richtungsvektors

$$\left| \begin{pmatrix} \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi \\ 2 \cos \varphi \sin \varphi \end{pmatrix} \right| = \sqrt{(\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi)^2 + (2 \cos \varphi \sin \varphi)^2} = \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi = \text{const.}$$

ist konstant. Demnach sind die Feldlinien des idealen Liniendipols Kreise.

Annahme:

Man denke sich eine infinitesimal kleine Leiterschleife an der Stelle φ auf der Mantelfläche eines unendlich langen Zylindermantels (Abb. B.1.2). Die Schleife sei so dimensioniert, daß der Strom, der diese Schleife durchfließt, direkt proportional zum Radialanteil der gewünschten konzentrischen Feldverteilung ist. Das bedeutet, daß die gesamte Stromverteilung auf dem Zylindermantel durch unendlich viele, infinitesimal kleine, unendlich lange Leiterschleifen, erzeugt werden kann.

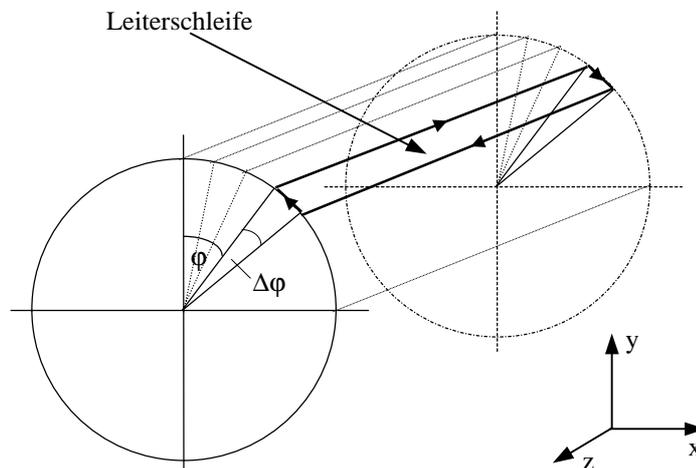


Abb. B.1.2: Die Abbildung soll einen unendlich langen Zylinder schematisch darstellen, der an der Stelle φ auf seiner Mantelfläche eine infinitesimal kleine Leiterschleife trägt.

Da bei zwei benachbarten Leiterschleifen die Leiter entgegengerichteten Strom führen und der Strom I proportional zum resultierenden Radialanteil B_{\perp} des Magnetfeldes ist, kann man schreiben:

$$I(\varphi) \propto \frac{B_{\perp}(\varphi) - B_{\perp}(\varphi + \Delta\varphi)}{\Delta\varphi} = \frac{dB_{\perp}(\varphi)}{d\varphi}$$

Berechnung der Stromverteilung:

Da nach dieser Annahme für unsere Betrachtung nur die Projektion auf die Radialkomponente des Magnetfeldes relevant ist, wird der Radialanteil von H mittels Skalarprodukt ermittelt:

$$H_{rad} = \vec{H} \circ \vec{r} \quad \text{mit} \quad \vec{r} = \begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix}.$$

$$H_{rad} = \frac{P}{2\pi\rho^2} \cdot ((\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) \cos \varphi + 2 \cos \varphi \sin^2 \varphi)$$

$$= \frac{P}{2\pi\rho^2} \cdot \cos \varphi.$$

Die Radialkomponente ist somit direkt proportional zu $\cos\varphi$. Für deren Ableitung gilt:

$$\frac{dH_{rad}}{d\varphi} = -\frac{P}{2\pi\rho^2} \cdot \sin \varphi.$$

Damit ergibt sich für die Stromverteilung auf einem unendlich langen Zylindermantel, die im Außenraum das Feld eines idealen Liniendipols erzeugt:

$$I(\varphi) \propto \sin \varphi.$$

Kommentar:

Für die Tangentialkomponente würde sich analog zu oben folgende Winkelabhängigkeit ergeben, was ebenfalls aus der Erhaltung des magnetischen Flusses folgt:

$$H_{\text{tan}} = \vec{H} \circ \vec{t} = \frac{P}{2\pi\rho^2} \cdot \sin \varphi$$

Bei dem Übergang von Innenraum über die Mantelfläche in den Außenraum des Zylinders mit Radius R_0 handelt es sich bei der Radialkomponente um kontinuierliche Feldlinien, wo hingegen die Tangentialkomponente diskontinuierliche Feldlinien aufweist. Daraus folgt für das Magnetfeld im Außen bzw. Innenraum:

$$\begin{aligned}\vec{H}_{\text{ausen}} &= H_{\text{rad}} \cdot \vec{r} + H_{\text{tan}} \cdot \vec{t} \text{ und} \\ \vec{H}_{\text{innen}} &= H_{\text{rad}} \cdot \vec{r} - H_{\text{tan}} \cdot \vec{t} \\ &= \frac{P}{2\pi\rho^2} \left(\begin{pmatrix} \cos^2 \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} -\sin^2 \varphi \\ \sin \varphi \cos \varphi \end{pmatrix} \right) \\ &= \frac{P}{2\pi\rho^2} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},\end{aligned}$$

wobei hier ρ gleich dem Zylinderradius ρ_0 zu setzen ist. Das bedeutet, daß das Innere des Zylinders an der Grenzfläche überall gleich ausgeleuchtet ist, da H_{innen} nicht mehr von φ abhängt.

Aufgrund der Stetigkeitsbedingung der magnetischen Feldlinien kann

$$\vec{H}_{\text{innen}}(\rho_0) \propto \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

nur erfüllt sein, wenn alle Feldlinien im Inneren des Zylinders ausschließlich in x-Richtung verlaufen.

Daraus folgt, daß das Magnetfeld dieser Stromverteilung im Innenraum des Zylinders homogen und im Außenraum konzentrisch ist. Es sei hier auf den analogen Effekt bei einer homogen magnetisierten Kugel [Jackson 1983] verwiesen, die ebenfalls im Innenraum ein homogenes und im Außenraum ein konzentrisches Feld erzeugt. Allerdings handelt es sich hierbei um ein 3-dimensionales und nicht, wie in der vorliegenden Arbeit, um ein 2-dimensionales Problem.

B.2 Berechnung der Leiterposition

Aufgrund der Polarsymmetrie ist für die Leiterposition bei einer dipolcharakteristischen Verteilung im Fernfeld nur der Winkel φ relevant. Die Stromverteilung

$$I(\xi) \propto \sin(\xi)$$

läßt sich, wie folgt, darstellen (Abb. B.2.1).

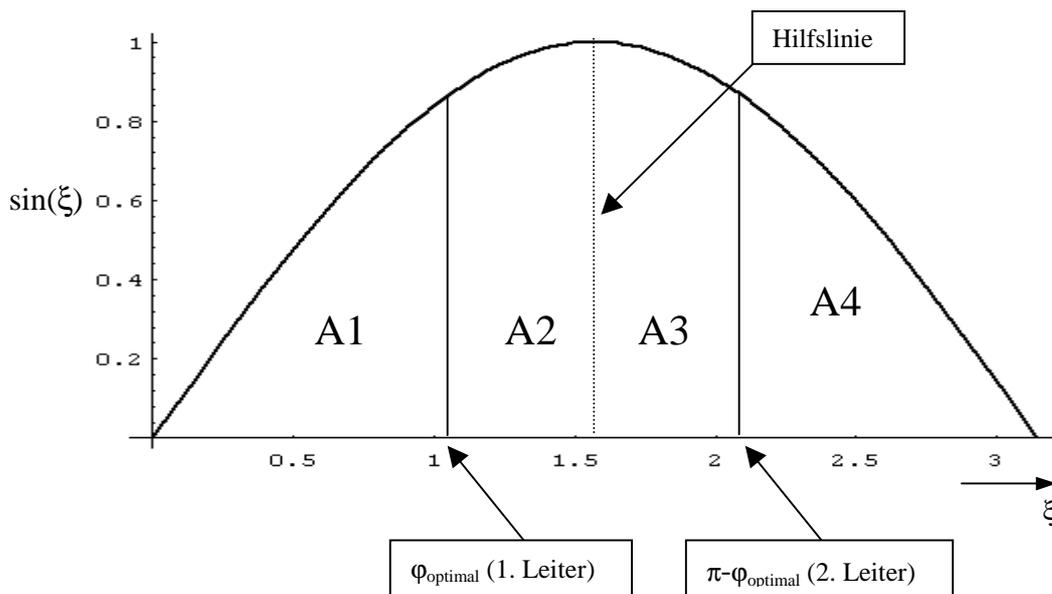


Abb. B.2.1: Sinusförmige Stromverteilung $I(\xi) \propto \sin(\xi)$ für $\xi \in [0; \pi]$ hier am Beispiel der „Double-Loop“, also laut Abb. 4.2.6 die Stromverteilung im 1. und 2. Quadranten, in dem alle Leiter in gleicher Richtung bestromt sind.

Die Fläche unter der Kurve gibt den Gesamtstrom wieder, der hier fließt. Es wird angenommen, daß bei einer optimalen Leiterposition φ_{optimal} alle Flächenstücke A_j mit $j \in \{1; \dots; 2n\}$ gleich groß sind, wobei n die Anzahl der Spulenwindungen ist. Das bedeutet, daß jeder Leiter in Abbildung B.2.1 „nach links“ und „nach rechts“ die selbe Fläche „abdeckt“. Damit ergibt sich für jedes j -te Flächenstück:

$$A_j = \frac{1}{2n} \int_0^{\pi} \sin \xi d\xi = \frac{1}{n}.$$

Für die Position φ_i des i -ten Leiters folgt mit $i \in \{1; \dots; n\}$:

$$\sum_{j=1}^{2i-1} A_j = \int_0^{\varphi_i} \sin \xi d\xi = \frac{2i-1}{n}.$$

Löst man nach φ_i auf, erhält man die allgemeine Formel:

$$\varphi_i = \arccos\left(1 - \frac{2i-1}{n}\right)$$

mit $i \in \{1; \dots; n\}$ und $n \in \mathbb{N}$.

Spulentyp:	Leiter:	Position:
„Single-Loop“ => n=1	1. Leiter => i=1	$\varphi_{1. \text{ Leiter}}=90^\circ$
„Double-Loop“ => n=2	1. Leiter => i=1 2. Leiter => i=2	$\varphi_{1. \text{ Leiter}}=60^\circ$ $\varphi_{2. \text{ Leiter}}=120^\circ$
„Triple-Loop“ => n=3	1. Leiter => i=1 2. Leiter => i=2 3. Leiter => i=3	$\varphi_{1. \text{ Leiter}}=48,2^\circ$ $\varphi_{2. \text{ Leiter}}=90^\circ$ $\varphi_{3. \text{ Leiter}}=131,8^\circ$

Tabelle B.1: Anwendung der allgemeinen Formel auf die konkreten Spulentypen.

Die Positionen der anderen entgegengerichtet bestromten Leiter im 3. und 4. Quadranten ergeben sich symmetrisch zu den Leitern im 1. und 2. Quadranten (Abb. 4.2.6).

Es hat sich erwiesen, daß die Methode der Flächenwichtung ein vernünftiges Verfahren zur Berechnung der optimalen Leiterpositionierung auf einem unendlich langen Zylindermantel ist, die eine konzentrische Magnetfeldverteilung im Außenraum erzeugt. Es mangelt allerdings an einer Begründung, warum diese Positionierungen die „optimalen“ sind. Es könnte sich für eine vorgegebene Anzahl von Leitern durch weitere geringfügige Verschiebung der Leiter eine noch geringere konzentrische Schwankung des Magnetfeldes ergeben. Korrekturen höherer Ordnung sind hier jedoch vernachlässigt worden.

B.3 Vergleich mit numerischen Ergebnissen

Um zu verifizieren, ob die theoretischen und die numerischen Berechnungen die selben Ergebnisse liefern, wurde ein idealer Liniendipol mit dem Gesetz von Biot-Savart mit Hilfe des Programms Mathematica simuliert. Die Frage ist, ob es sich wirklich um einen idealen Liniendipol handelt, der durch die numerisch ermittelte Leiterarchitektur angenähert wird.

Es sei noch angemerkt, daß sich die numerische Berechnung der Leiterarchitektur nicht auf eine minimale Feldschwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ direkt an der Gefäßwand stützt. Bei der Entwicklung der intravaskulären HF-Spule kann also nicht die Annahme eines im Fernfeld idealen Liniendipols verwendet werden. Für einen für die Applikation optimalen Positionswinkel wird auf die numerische Simulation zurückgegriffen.

Der Kreis mit Radius ρ , auf dem die Schwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ betrachtet wird, wird konstant gehalten. Den Radius der eigentlichen Spulenkonfiguration läßt man gegen Null laufen. Gleichzeitig wird für die minimale Feldschwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ der optimale Positionswinkel φ_{optimal} für die einzelnen Leiter berechnet.

Als Ergebnis erhält man, daß der Winkel φ_{optimal} bei der „Double-Loop“ für kleine Spulendurchmesser im Verhältnis zum Außenballon gegen 60° konvergiert (Abb. B.3.1). Bei der Triple-Loop folgt bei analoger Vorgehensweise ein optimaler Positionswinkel von $\varphi_{\text{optimal}}=50,0^\circ$ (Abb. B.3.2). Die Theorie für einen idealen Liniendipol besagt laut Kapitel B.2, daß der optimale Winkel bei der „Double-Loop“ $\varphi_{\text{optimal}}=60^\circ$ und bei der „Triple-Loop“ $\varphi_{\text{optimal}}=48,2^\circ$ beträgt.

Die Ergebnisse stimmen mit den numerischen Berechnungen überein, außer einer Korrektur bei der „Triple-Loop“ von $1,8^\circ$. Dies zeigt, daß doch noch mehrere Faktoren in die Annahme eingehen müßten bzw. die Methode, die Leiterposition nach der Flächenwichtung zu bestimmen, nicht vollständig korrekt ist. Die Abweichung steigt zwar mit der Anzahl der Windungen, ist aber für die Anwendung normalerweise zu vernachlässigen. Zumal es in Fertigung der Spule äußerst schwierig ist, die Leiter bis auf ein Grad genau zu plazieren.

Bei der „Triple-Loop“ in Abbildung B.3.2 fällt auf, daß die Kurve nicht, wie bei der „Double-Loop“ in Abbildung B.3.1, monoton steigend ist, sondern bei einem Verhältnis von ca. 0,52 ein Minimum aufweist. Würde ein idealer Liniendipol simuliert werden, wäre die Kurve monoton steigend. Hier werden allerdings die Feldschwankungen am Rand des Außenballons minimal gehalten. Die Superposition der einzelnen Felder liefert unter dieser Bedingung die in Abbildung B.3.2 dargestellte Abhängigkeit.

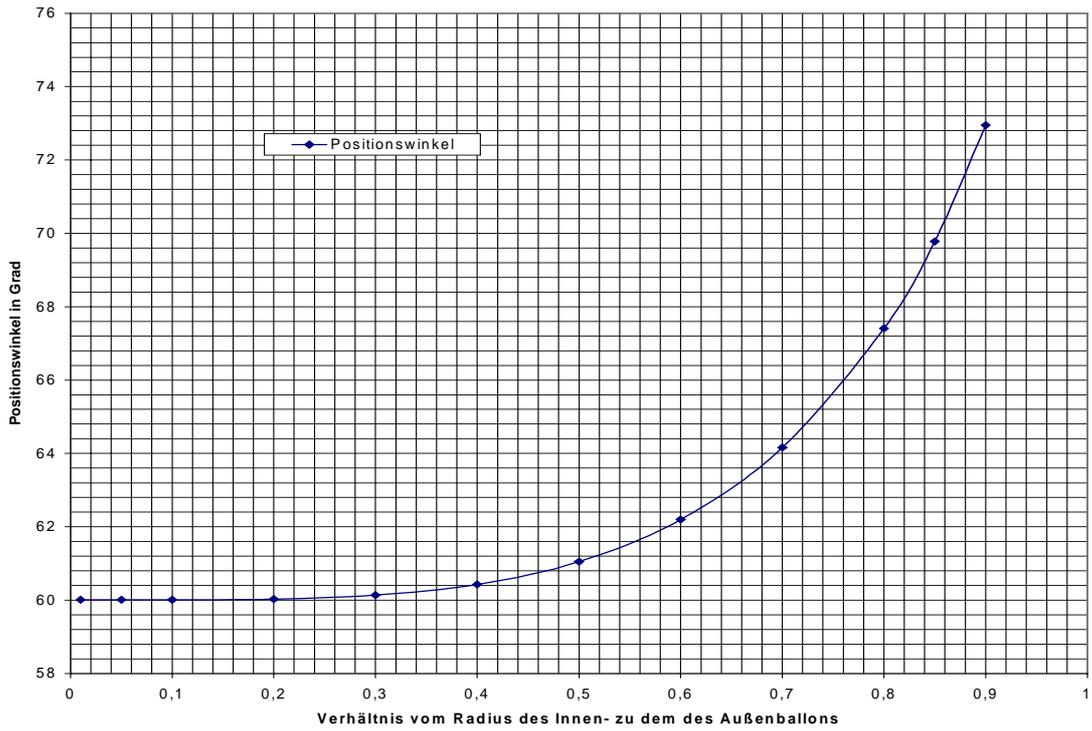


Abb. B.3.1: „Double-Loop“: Positionswinkel zur minimalen Schwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ im Fernfeld. Der Radius des Außenballons wird konstant gehalten. Der des Innenballons konvergiert gegen Null.

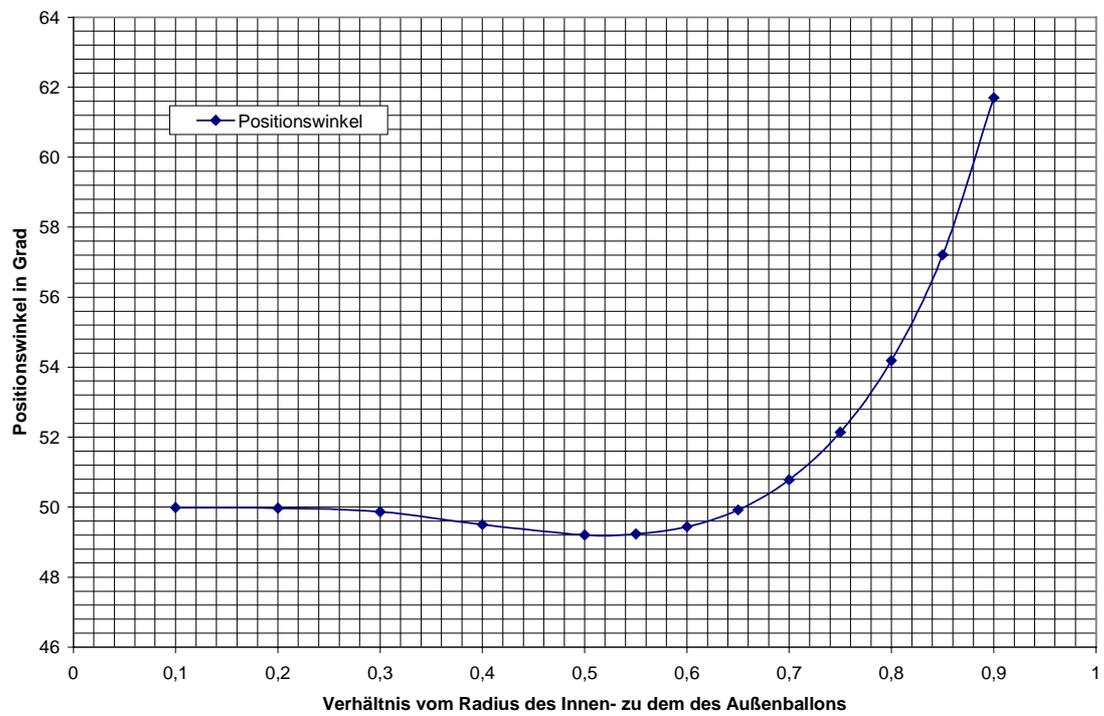


Abb. B.3.2: „Triple-Loop“: Positionswinkel zur minimalen Schwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ im Fernfeld. Der Radius des Außenballons wird konstant gehalten. Der des Innenballons konvergiert gegen Null.

Das in Kapitel 4 „Berechnung der Leiterarchitektur“ angenommene Verhältnis vom Radius des Innen- zu dem des Außenballons betrug $3/5$, also $0,6$. Wie man Abbildung B.3 entnehmen kann, entspricht dies einem optimalen Positionswinkel von $62,2^\circ$ bei der „Double-Loop“ und $49,4^\circ$ bei der „Triple-Loop“. Ebenso könnte man aus dieser Abbildung natürlich die Positionswinkel anderer Verhältnisse ablesen, die zum Bau anders dimensionierter Katheter nötig sind.

B.4 Störung

Je näher man an die Leiter kommt, desto stärker weicht das Feld von dem eines idealen Liniendipols ab. Man kann dies als Störung betrachten, die mit höheren Potenzen (Multipolentwicklung) als mit $1/\rho^2$ nach außen abfällt (Abb. B.4.1). Untersucht man nur die Störung, ist die Feldschwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ zu betrachten. Wie aus der doppellogarithmischen Darstellung in Abb. B.4.2 hervorgeht, nimmt die Schwankung $\langle\sigma(\rho)\rangle$ bei der „Double-Loop“ für den Winkel $\varphi_{\text{optimal}}=60^\circ$ mit $1/\rho^4$ und höheren Potenzen ab.

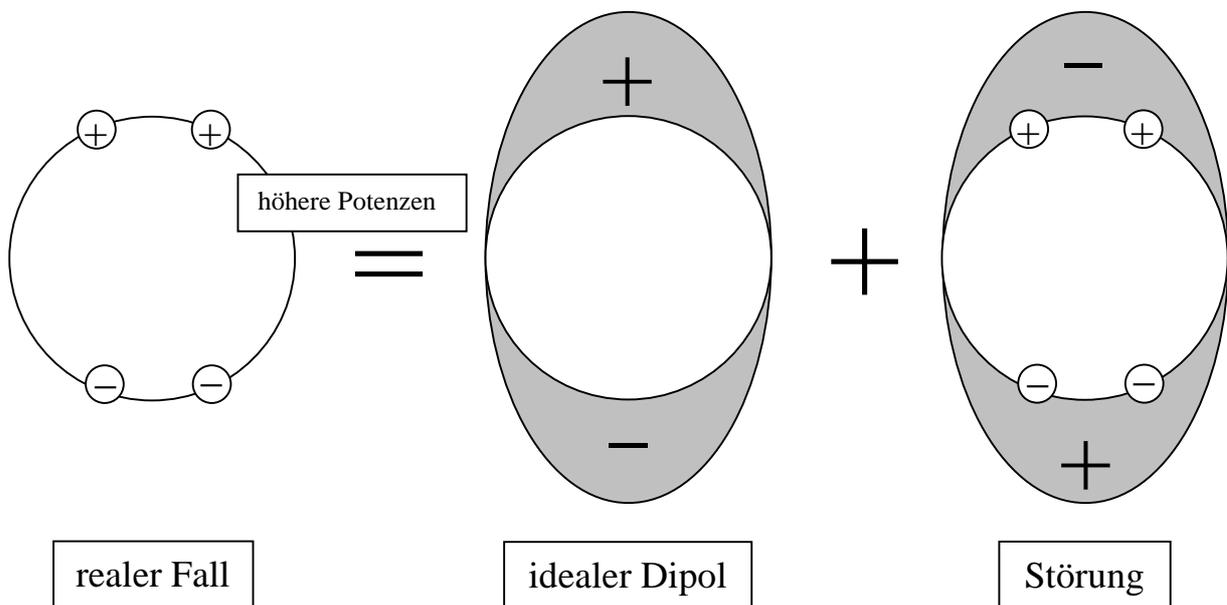


Abb. B.4.1: Veranschaulichung der Stromverteilung von der Überlagerung eines idealen Dipols (Feldabfall mit $1/\rho^2$) und der durch die diskrete Stromverteilung hervorgerufenen Störung (Feldabfall mit höheren Potenzen). „+“ und „-“ kennzeichnet die Stromdichte.

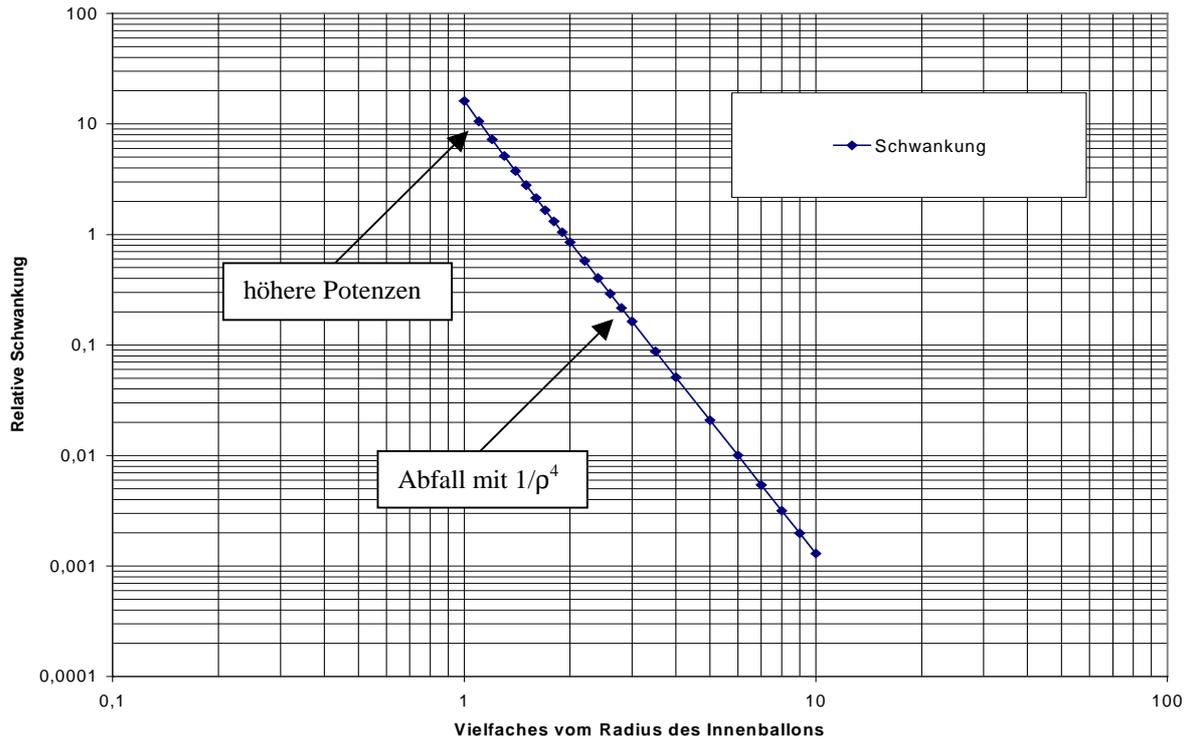


Abb. B.4.2: Doppellogarithmische Darstellung der Feldschwankung $\langle \sigma(\rho) \rangle$ in Abhängigkeit vom Radius des Innenballons für die „Double-Loop“ mit $\varphi_{\text{optimal}}=60^\circ$.

Anhang C

Skineffekt

Bei hohen Frequenzen verteilt sich der Strom nicht über den ganzen Querschnitt eines zylindrischen Leiters mit gleicher Dichte. Die Folge ist, daß sich der Widerstand des Leiters erhöht. Man unterscheidet zwei Effekte.

Beim sogenannten Skineffekt drängt sich Stromdichte infolge innerer Selbstinduktion an die Oberfläche des Leiters. In einer Tiefe von

$$\delta = \sqrt{\rho / (\pi \mu_0 \mu_r \omega)}$$

ist er bereits auf 1/e=37% abgefallen (ρ , μ_r spezifischer Widerstand und Permeabilität des Drahtes, ω Kreisfrequenz) [Vogel 1995]. δ nennt man Eindringmaß bzw. Leitschichtdicke. Für die genaue Berechnung des Skineffekts bei kreissymmetrischen Querschnitten sind Bessel-Funktionen nötig. Zum Abschätzen des Widerstands pro Meter Länge und zum Erkennen, ob der Skineffekt wirksam ist (Anstieg des Widerstands mit der Frequenz) dient Abbildung C. Die dort angegebenen Kurven gelten für Kupfer und näherungsweise auch für versilberte Oberflächen.

Die Widerstandserhöhung beträgt somit ca. 1 Ω /m bei Verwendung von Kupferdrähten mit einem Querschnitt von 0,18 mm und einer Betriebsfrequenz von 40,45 MHz. Die Leitschichtdicke δ beläuft sich bei einem spezifischen Widerstand von Leitungskupfer von $\rho_{Cu}=0,0178 \text{ } \Omega\text{mm}^2/\text{m}$ bei 20°C [Kuchling 1991], der magnetischen Feldkonstanten $\mu_0=4\pi*10^{-7} \text{ Vs/Am}$, einer Permeabilität von Kupfer von $\mu_{r,Cu}\approx 1,0000$ [Kuchling 1991] und einer Betriebsfrequenz von 40,45 MHz auf $\delta=4,2 \text{ } \mu\text{m}$.

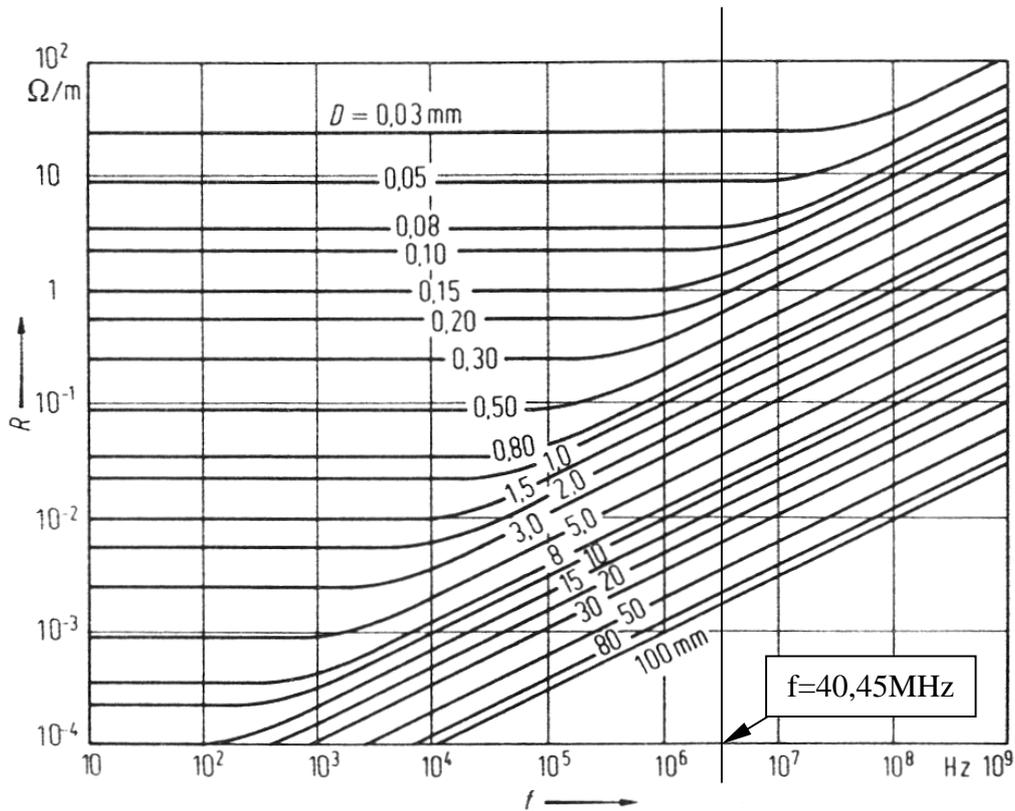


Abb. C: Widerstand runder Kupferleiter infolge des Skineffekts [Meinke et al. 1992]

Des weiteren trägt der Proximity-Effekt zur Widerstandserhöhung bei. Er besagt, daß sich zwei benachbarte Leiter gegenseitig beeinflussen und sich demzufolge ihr Widerstand erhöht. Allgemein gilt, daß maximale Stromdichte an den Stellen maximaler Feldkonzentration auftritt. Bei gleichlaufenden Stromrichtungen konzentriert sich die Stromdichte auf den einander abgewandten Seiten und umgekehrt. Bei zwei benachbarten Drähten berechnet sich die Widerstandserhöhung für jeden der beiden Drähte für einen ausgeprägten Skineffekt durch Multiplikation mit dem Faktor

$$\kappa = 1 / \sqrt{1 - D^2 / a^2},$$

wobei D der Drahtdurchmesser und a der Abstand der Drahtmittellachsen ist [Meinke et al. 1992]. Bei einem Drahtdurchmesser von 0,18 mm² und einem Abstand der Drähte in Größenordnung der Spulengeometrie ist dieser Effekt jedoch zu vernachlässigen.

Literaturverzeichnis

- [Abragam 1961] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford University Press, Oxford, 1961.
- [Alfke 1997] H. Alfke, *Interventionelle Radiologie – Restenose PTA*, Philipps-Universität, Marburg, 1997.
- [Atalar et al. 1996] E. Atalar, P.A. Bottomley, O. Ocali, L.C.L. Correia, M.D. Keleman, J.A.C. Lima, E. Zerhouni, *High Resolution Intravascular MRI and MRS by Using a Catheter Receiver Coil*, Magn. Reson. Med. 36: 596-605, 1996.
- [Berliner et al. 1995]] J.A. Berliner, M. Navab, A. Fogelmann, J.S. Frank, *Atherosclerosis: Basic mechanism*, Circulation 91: 2488-2496, 1995.
- [Bloch et al. 1946] F. Bloch, W.W. Hansen, M. Packard, *The Nuclear Induction Experiment*, Phys. Rev. 69: 127, 1946.
- [Bronstein 1997] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Thun, Deutsch, 3. Auflage, 1997.
- [Buchli et al. 1988] R. Buchli, P. Boesinger, D. Meier, *Heating Effects of Metallic Implants by MRI Examinations*, Magn. Reson. Med. 7: 255-261, 1988.
- [Callaghan 1991] P.T. Callaghan, *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*, Clarendon Press, Oxford, 1991.
- [Caron 1989] W.N. Caron, *Antenna Impedance Matching*, Pan-American Convention, 1989.
- [Cordis 1999] Cordis, *Endovaskuläre Systeme*, Johnson&Johnson Medical NV/SA, 1999.
- [Cotran et al.] R.S. Cotran, V. Kumar, T. Collins, *Robbins pathologic basis of disease*, W.B. Saunders Company, Pennsylvania, 6. Auflage, 1999.

- [Davies et al. 1993] M.J. Davies, N. Woolf, *Atherosclerosis: what is it and why does it occur*, Brit. Heart J., 69: 3, 1993.
- [Dotter et al. 1968] C.T. Dotter, J. Rosch, M.P. Judkins, *Transluminal dilatation of atherosclerotic stenosis*, Surg. Gynecol. Obstet. 127(4): 794-804, 1968.
- [Duerr 1989] W. Duerr, R. Oppelt, Siemens AG, *Arrangement for operating a symmetrical radio-frequency antenna in a nuclear magnetic resonance tomography apparatus*, United States Patent, 1989.
- [Fließbach 1997] T. Fließbach, *Lehrbuch zur Theoretischen Physik II, Elektrodynamik*, Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 2. Auflage, 1997.
- [Fukushima 1981] E. Fukushima, S.B.W. Roeder, *Experimental Pulse NMR – A Nuts and Bolts Approach*, Addison-Wesley-Verlag, 1981.
- [Fuster et al. 1992] V. Fuster, L. Badimon, J.J. Badimon, J.H. Chesebro, *The pathogenesis of coronary artery disease and the acute coronary syndromes*, N. Engl. J. Med., 326: 242-250, 1992.
- [Günther 1996] R.W. Günther, M. Thelen, *Interventionelle Radiologie*, Georg Thieme Verlag, Stuttgart, 1996.
- [Heuck 1997] F.H.K. Heuck, *Klinische Radiologie, Arterien und Venen, Diagnostik mit bildgebenden Verfahren*, Springer-Verlag, Berlin, 1997.
- [Ishaque 1999] M. Ishaque, *Poly(p-xylylene): Synthese, Strukturen, Eigenschaften und spezielle Anwendungsgebiete*, Dissertation, Philipps-Universität, Marburg, 1999.
- [Jackson 1983] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, Berlin, 2. Auflage, 1983.
- [Kandarpa et al. 1993] K. Kandarpa, P. Jakob, S. Patz, F.J. Schoen, F.A. Jolesz, *Prototype Miniature Endoluminal MR Imaging Catheter*, J. Vasc. Interv. Radiol. 4(3): 419-427, 1993.
- [Kuchling 1991] H. Kuchling, *Taschenbuch der Physik*, Fachbuchverlag, Leipzig, 13. Auflage, 1991.

- [Ladd et al.] M.E. Ladd, G.G. Zimmermann, H.H. Quick, J.F. Debatin, P.B. Boasinger, G.K. von Schulthess, G.C. McKinnon, *Active MR visualization of a vascular guidewire in vivo*, J. Magn. Reson. Imaging 8: 220-225, 1998.
- [Lauterbur 1973] P.C. Lauterbur, *Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance*, Nature, 242, 1973.
- [Liney et al. 1998] G.P. Liney, L.W. Turnbull, A.J. Knowles, *A simple method for the correction of endorectal surface coil inhomogeneity in prostate imaging*, J Magn Reson Imaging. 8(4):994-7, 1998.
- [Martin et al. 1988] J.K. Martin, P. Hajek, L. Baker, V. Gylys-Morin, R. Fitzmorris-Glass, R.R. Mattrey, *Inflatable surface coil for MR imaging of the prostate*, Radiology 167(1): 268-270, 1988.
- [Martin et al. 1994] A.J. Martin, R.M. Henkelmann, *Intravascular MR imaging in a porcine animal model*, Magn. Reson. Med. 32: 224-229, 1994.
- [Meinke et al. 1992] H. Meinke, F.W. Gundlach, K. Lange, K.-H. Löcherer, *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik Teil1, Grundlagen*, Springer-Verlag, Berlin, 5. Auflage, 1992.
- [Meister 1996] D. Meister, *Entwicklung eines NMR-Probenkopfes und des zugehörigen Hochfrequenznetzwerkes*, Diplomarbeit, Philipps-Universität, Marburg, 1996.
- [Michel 1981] D. Michel, *Grundlagen und Methoden der Kernmagnetischen Resonanz*, Akademie-Verlag, Berlin, 1981.
- [Morneburg 1995] H. Morneburg, *Bildgebende Systeme für die medizinische Diagnostik*, Siemens AG, Erlangen, 3. Auflage, 1995.
- [Purcell et al. 1946] E.M. Purcell, H.C. Torrey, R.V. Pound, *Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid*, Phys. Rev. 69: 37, 1946.
- [Quick et al. 1999] H.H. Quick, M.E. Ladd, P.R. Hilfiker, G.G. Paul, S.-W. Ha, J.F. Debatin, *Autoperfused Balloon Catheter for Intravascular MR Imaging*, J. Magn. Reson. Imaging 9(3): 428-434, 1999.

- [Rößler 1997] E. Rößler, *Vorlesung zur Kernmagnetischen Resonanz*, Bayreuth, 1997.
- [Rothammel 1984] K. Rothammel, *Antennenbuch*, Telekosmos Verlag, Stuttgart, 8. Auflage, 1984.
- [Siemens 1996] Siemens, *Magnetom Impact Expert Applikations-Handbuch*, Siemens AG, Medizinische Technik, Erlangen, 1996.
- [Slichter 1989] C.P. Slichter, *Principles of Magnetic Resonance*, Springer, Berlin, 3. Auflage, 1989.
- [Small 1988] D.M. Small, *Progression and regression of atherosclerotic lesions*, *Artherosclerosis* 8(2): 103-129, 1988.
- [Spears et al. 1983] J.R. Spears, H.J. Marais, J. Serur, O. Pomerantzeff, R.P. Geyer, R.S. Sipzener, R. Weintraub, R. Thurer, *In vivo coronary angioscopy*, *J. Am. Coll. Cardiol.* 1(5): 1311-1314, 1983.
- [Toussaint et al. 1996] J.F. Toussaint, G.M. LaMuraglia, J.F. Southern, V. Fuster, *Magnetic resonance images lipid, fibrous, calcified, hemorrhagic and thrombotic components of human atherosclerosis in vivo*, *Circulation* 94(5): 932-938, 1996.
- [Vinitzki et al. 1991] S. Vinitzki, P.M. Consigny, M.J. Shapiro, N. Janes, S.N. Smulles, M.D. Rifkin, *Magnetic resonance chemical shift imaging and spectroscopy of atherosclerotic plaques*, *Investigative Radiology* 26: 703-714, 1991.
- [Vogel 1995] H. Vogel, *Gerthsen Physik*, Springer-Verlag, Berlin, 18. Auflage, 1995.
- [Waller et al. 1992] B.F. Waller, C.A. Pinkerton, J.D. Slack, *Intravascular ultrasound: A histological study of vessel during life*, *Circulation* 85: 2305-2310, 1992.
- [Weisser 1999] A. Weisser, *Konzeption und Bau von HF-Spulen*, ISMRM Deutsche Sektion, Leipzig, 1999.

- [Wildermuth et al. 1998] S. Wildermuth, C.L. Dumoulin, T. Pfammatter, S.E. Maier, E.Hofmann, J.F. Debatin, *MR-Guided Percutaneous Angioplasty: Assessment of Tracking Safety, Catheter Handling and Functionality*, Cardiovasc. Intervent. Radiol. 21: 404-410, 1998.
- [Zimmermann et al. 1997] G.G. Zimmermann, P. Erhart, J. Schneider, G.K. von Schulthess, M. Schmidt, J.F. Debatin, *Intravascular MR imaging of atherosclerotic plaque: „ex vivo“ analysis of human femoral arteries with histological correlation*, Radiology 204: 769-774, 1997.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation wurde am Medizinischen Zentrum für Radiologie, Abteilung für Strahlendiagnostik, des Fachbereichs Humanmedizin des Klinikums der Philipps-Universität Marburg im Rahmen eines DFG-Forschungsprojekts im Januar 1999 begonnen und im Dezember 2000 abgeschlossen.

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die im Laufe der Zeit zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt vornehmlich Herrn Prof. Dr. K.J. Klose, Herrn PD Dr. H.-J. Wagner und Herrn J.T. Heverhagen für die Möglichkeit, diese Arbeit anfertigen zu können, und für ihr starkes Engagement und Interesse am Fortgang der Arbeit, den Experimenten und deren Ergebnissen.

Auch möchte ich meinen ganz besonderen Dank PD Dr. H.J. Jansch aussprechen, der mich vorbildlich betreute, mir stets fachspezifische Fragen beantwortete und mir zu jeder Zeit bei diversen Problemen und Engpässen hilfreich zur Seite stand.

Ebenso bedanken möchte ich mich bei Dr. M. Kalinowski für seine Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Des weiteren bin ich allen Kooperationspartnern für ihre hilfreiche Zusammenarbeit dankbar:

H. Kess und Dr. H. Fischer (Abteilung für Oberflächenspulen, Bereich Medizinische Technik, Siemens AG, Erlangen); Dr. H. Hou, Dr. M. Ishaque und Prof. Dr. A. Greiner (Abteilung für Polymerchemie, Chemische Fakultät der Philipps-Universität Marburg); Prof. Dr. K. Meinzer und U. Müller (Zentrales Elektronik Labor der Philipps-Universität Marburg).

Zu guter Letzt gebührt mein Dank der gesamten Abteilung für Strahlendiagnostik des Medizinischen Zentrums für Radiologie des Klinikums und der Arbeitsgruppe für Oberflächenphysik der Physikalischen Fakultät der Philipps-Universität Marburg für die kameradschaftliche Aufnahme und das stets positive Arbeitsklima.