



UNIVERSITÀ DI PISA

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI
Corso di Laurea Magistrale in Fisica Medica

Elaborato Finale

PROGETTAZIONE E REALIZZAZIONE DI BOBINE A RADIOFREQUENZA PER RISONANZA MAGNETICA A CAMPO ULTRA ALTO

Candidato:
Riccardo Stara

Relatori:
Dott. Alessandra Retico
Prof. Michela Tosetti

Anno Accademico 2010/2011

ABSTRACT

La presente tesi è incentrata sullo studio, sulla progettazione e sulla realizzazione di bobine a radiofrequenza per le applicazioni di Risonanza Magnetica Nucleare (NMR). In particolare, l'obiettivo è la realizzazione di tre differenti prototipi di bobina (una bobina di volume, una ricevente multicanale e una multinucleare) per applicazioni di ricerca a campi ultra alti. È infatti in fase di installazione un sistema per risonanza magnetica a 7 Tesla, il primo a campo ultra alto in Italia, nell'IRCCS Stella Maris di Calambrone (Pisa) nell'ambito del progetto di ricerca IMAGO7. Questa tesi è stata svolta nel gruppo di ricerca nato dalla collaborazione tra l'INFN di Pisa, la Stella Maris, il dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, l'Università dell'Aquila e la General Electrics.

Inizialmente saranno brevemente esposti i principi fisici della risonanza magnetica, esaminando la loro applicazione per l'imaging. Verrà quindi descritto l'hardware di uno sistema MRI, con particolare attenzione al sistema di bobine a radiofrequenza. Verranno poi descritti i passi effettuati per la progettazione e realizzazione di vari modelli di bobine a radiofrequenza, evidenziando gli ostacoli di volta in volta incontrati e i metodi utilizzati per superarli. Nella progettazione si farà uso di software che implementano diversi metodi numerici di simulazione elettromagnetica, che saranno quindi descritti dal punto di vista teorico e validati sperimentalmente. Particolare attenzione sarà riservata alle problematiche relative al campo ultra alto, che costituiscono un interessante campo di ricerca ancora aperto.

INDICE

Introduzione	1
1 Principi fisici	5
1.1 Momento magnetico e momento angolare	5
1.2 Moto di singolo spin	6
1.3 Interazione con il campo a radiofrequenza	9
1.4 Sistemi di molti spin: magnetizzazione	13
1.5 Equazione fenomenologica di Bloch	15
1.6 Tempi di rilassamento	17
1.6.1 Rilassamento spin-reticolo	18
1.6.2 Rilassamento spin-spin	19
1.7 Ricezione del segnale	20
2 Imaging in risonanza magnetica	23
2.1 Gradienti di campo magnetico	23
2.1.1 Selezione di fetta	24
2.1.2 Codifica di fase e codifica di frequenza	25
2.2 K-spazio	26
2.3 Sequenze	29
2.4 Rapporto segnale-rumore e risoluzione spaziale	33
3 Risonanza magnetica a campo ultra alto	37
3.1 Vantaggi della risonanza a campo ultra alto	37
3.2 Principali difficoltà	39
3.2.1 Disomogeneità di campo	40
3.3 Dissipazione nel sistema di ricezione e trasmissione	41
3.4 Aumento della potenza necessaria per l'impulso RF	42
4 Strumentazione in risonanza magnetica	43
4.1 Magnete principale	43
4.2 Bobine gradiente	45

4.3	Console ed Elettronica	47
4.4	Bobine a Radiofrequenza	49
4.4.1	Bobine di volume	50
4.4.2	Bobine di superficie	56
4.4.3	Bobine multinucleari	57
5	Caratterizzazione di una bobina	59
5.1	Parametri per la caratterizzazione di una bobina	59
5.1.1	Trasmittente e Ricevente	59
5.1.2	Frequenza di risonanza	61
5.1.3	Adattamento d'impedenza	61
5.1.4	Omogeneità di campo	65
5.1.5	Polarizzazione	66
5.1.6	Fattore di qualità	66
5.1.7	Rapporto segnale-rumore, SNR	68
5.1.8	Tasso di Assorbimento Specifico (SAR)	70
5.2	Strumenti di misura nel laboratorio a radiofrequenza.	71
5.2.1	Analizzatore Vettoriale di Reti	71
5.2.2	Analizzatore di spettro	72
5.2.3	Sonde per campi elettrici e magnetici	73
6	Simulazioni e misure di bobine a 1.5 T	77
6.1	Bobina a doppia frequenza $^1\text{H}/^{31}\text{P}$	78
6.2	Bobina a figura di otto (FO8)	81
6.3	Conclusioni	82
7	Progettazione e realizzazione di bobine a 7 T: <i>single loop</i>	85
7.1	Possibili applicazioni	85
7.2	Materiali e metodi	85
7.3	<i>Tuning</i> e misura del fattore Q	86
7.4	<i>Matching</i>	88
7.5	Simulazioni	90
8	Progettazione e realizzazione di bobine a 7 T: <i>phased array</i>	93

8.1	Possibili applicazioni	93
8.2	Materiali e metodi	93
8.3	<i>Tuning</i> e <i>Matching</i> del singolo elemento	95
8.4	Scelta della sovrapposizione	95
8.5	Modifiche finali al circuito	97
8.6	Preamplificatore	98
8.7	Circuito di alimentazione dei preamplificatori	100
8.8	Integrazione bobina-preamplificatore	103
8.9	Sviluppi futuri	107
9	Progettazione e realizzazione di bobine a 7 T: TEM	109
9.1	Possibili applicazioni	109
9.2	Materiali e metodi	109
9.3	Prime prove	110
9.4	Misura dell'induttanza di singola <i>mesh</i>	110
9.5	<i>Tuning</i>	111
9.6	Misura del fattore Q	113
9.7	<i>Matching</i>	115
9.8	Correzione di simmetria e aggiustamenti empirici	118
9.9	Misura dell'omogeneità nel laboratorio	120
9.10	Simulazioni	120
9.11	Modifiche future	124
10	Progettazione e realizzazione di bobine a 7 T: bobine multinucleari	127
10.1	Possibili applicazioni	127
10.2	Simulazioni	127
10.2.1	Spire concentriche, prima versione	127
10.2.2	Spire disaccoppiate induttivamente	128
10.2.3	Bobina multinucleare ^1H - ^{31}P con due canali protone	130
10.3	Scelta del modello	131
10.4	Realizzazione dei prototipi	131
10.5	Sviluppi futuri	133

11 Conclusioni e sviluppi futuri	137
A Altre tecniche NMR	141
A.1 Spettroscopia in risonanza magnetica (MRS)	141
A.2 Imaging di Diffusione (DTI, DWI)	141
A.3 Risonanza Magnetica Funzionale (fMRI)	142
A.4 Angiografia	142
B Metodi di simulazione	145
B.1 Metodo dei Momenti	145
B.2 Metodo delle Differenze Finite	146
B.3 Metodo degli Elementi Finiti	148
Lista delle tabelle	149
Lista delle figure	151
Lista degli Acronimi	155
Bibliografia	157

INTRODUZIONE

Il fenomeno della Risonanza Magnetica Nucleare (*Nuclear Magnetic Resonance*, NMR) viene sfruttato in diagnostica medica in tecniche di imaging (*Magnetic Resonance Imaging*, MRI) e spettroscopia (*Magnetic Resonance Spectroscopy*, MRS) che permettono di ottenere informazioni anatomiche e funzionali. Questo fenomeno è stato scoperto in modo indipendente da F. Bloch e W. Purcell negli anni '50, ed è stato inizialmente utilizzato in studi di tipo spettroscopico per determinare le proprietà chimiche e fisiche delle molecole. Le potenzialità della risonanza magnetica come tecnica di imaging sono state scoperte negli anni '70 e da allora è iniziato il processo che porta ad avere attualmente 20000 di scanner di risonanza magnetica nel mondo, con una stima di circa 60 milioni di esami condotti annualmente.

Negli ultimi vent'anni la tendenza è stata quella di utilizzare campi magnetici statici sempre più intensi, a causa dell'aumento di sensibilità che ne consegue. Attualmente il campo a 1.5 Tesla rappresenta lo standard clinico, anche se gli scanner a 3 Tesla iniziano ad essere ampiamente utilizzati. Gli ultimi dieci anni hanno visto la nascita di alcuni centri di ricerca con campo a 7 T, mentre sono di recente installazione alcuni scanner nel mondo con campo a 9.4 T e 11 T anche per studi sull'uomo.

La notevole diffusione della risonanza magnetica è dovuta alla sua non invasività e multiparametricità, ovvero è possibile ottenere un grande numero di diverse informazioni strutturali e funzionali senza che sussista un particolare rischio per il paziente. Infatti una delle sue caratteristiche più importanti è la non invasività: un esame MRI comporta rischi molto ridotti rispetto a un esame basato su radiazioni ionizzanti (tipo PET o CT), sebbene siano in corso numerosi studi che mirano a valutare quantitativamente i possibili rischi di un esame NMR, in particolare a campo alto. Un altro vantaggio della risonanza magnetica è la sua versatilità, in quanto con un solo scanner (ed eventualmente più bobine RF) è possibile eseguire studi molto diversi tra loro, dall'imaging anatomico agli studi di attivazione neuronale, dagli studi spettroscopici a quelli di diffusione, perfusione e angiografia.

La bobina a radiofrequenza (RF) è uno strumento fondamentale nel sistema MRI in quanto è allo stesso tempo l'elemento che genera lo stimolo responsabile dell'eccitazione del campione ma anche quello deputato alla rivelazione del segnale generato dal campione stesso in risposta allo stimolo esterno. Ogni applicazione diagnostica o di ricerca ha esigenze particolari per quanto riguarda la bobina a radiofrequenza, in quanto si cerca di massimizzare la sensibilità della bobina nell'area in esame. Questo si traduce nella neces-

sità di un adattamento della bobina alla morfologia del distretto corporeo e in una scelta opportuna del modello di bobina e delle sue caratteristiche elettromagnetiche. Inoltre, molto spesso è necessario utilizzare una combinazione di due o più bobine per ottenere i risultati migliori. Da quanto detto risulta evidente che in un centro di ricerca esiste la necessità di avere a disposizione numerosi modelli di bobine RF, in alcuni casi originali e sviluppati *ad hoc* per l'esperimento in questione.

Le bobine RF per campo alto e ultra alto presentano numerose problematiche, tra cui la forte disomogeneità del campo magnetico ed i possibili eccessi della potenza assorbita localmente dal campione, da cui conseguono rispettivamente prestazioni non ottimali e un possibile rischio per il paziente. A causa della natura prototipale dello scanner, è necessario realizzare le bobine autonomamente adattando i modelli utilizzati a basso campo e studiando soluzioni innovative in grado di garantire prestazioni ottimali anche a 7 Tesla per tutte le applicazioni di interesse. Per questo motivo è stato fondato un nuovo laboratorio RF dedicato in particolare al campo ultra alto.

L'obiettivo principale di questo lavoro di tesi è lo studio, la progettazione e la realizzazione in laboratorio di prototipi di bobine a radiofrequenza per campo ultra alto. Tali prototipi saranno utilizzati nel sistema MRI con campo a 7 Tesla della General Electric (GE) acquistato dalla fondazione IMAGO7 e installato nel mese di Giugno presso la fondazione Stella Maris a Calambrone (PI). Le bobine sviluppate durante questa tesi, una volta interfacciate con lo scanner, potranno essere utilizzate per l'acquisizione di immagini entro la fine dell'anno.

Nel capitolo 1 sarà descritta la teoria alla base del fenomeno della risonanza magnetica sia nel contesto della meccanica classica che in quello della meccanica quantistica. Partendo dalla teoria che descrive il moto del singolo spin in campo magnetico, si arriverà a descrivere il comportamento di una distribuzione di spin, sino a introdurre l'equazione di Bloch e quindi i tempi di rilassamento. Infine sarà introdotto il principio di reciprocità e le sue conseguenze nella ricezione del segnale.

Il capitolo 2 riguarderà invece l'applicazione del fenomeno della risonanza magnetica per la formazione di immagini. Sarà descritto il concetto di k-spazio e le codifiche di fase e frequenza. Infine si accennerà brevemente alle sequenze di acquisizione più comuni in MRI e a come queste possano essere utilizzate per evidenziare le differenze tra i tempi di rilassamento nei tessuti. Nella parte finale del capitolo si discuterà invece la dipendenza del rapporto segnale-rumore dai parametri d'acquisizione.

Nel capitolo 3 saranno evidenziati i principali vantaggi e le problematiche rela-

tive alla risonanza magnetica ad alto campo. In particolare sarà discusso l'effetto di disomogeneità di campo e le sue possibili cause.

Il capitolo 4 è un'introduzione all'hardware utilizzato in risonanza magnetica, con particolare attenzione alle bobine a radiofrequenza. In questo capitolo saranno introdotti i modelli di bobine di volume, di superficie e multinucleari con particolare attenzione alle tipologie di bobine sviluppate in questo lavoro di tesi.

Nel capitolo 5 saranno descritti i parametri che caratterizzano una bobina RF, analizzando attentamente come alcuni di questi diventino problematici ad alto campo. Sarà infatti descritta la dipendenza dalla frequenza di Larmor del segnale, della dissipazione nella bobine e della potenza assorbita dal campione. Nella seconda parte del capitolo saranno descritti gli strumenti del laboratorio RF che sono stati utilizzati nella costruzione dei prototipi e alcune semplici sonde realizzate appositamente per le misure dei campi elettrici e magnetici necessarie nell'attività del laboratorio.

Nel capitolo 6 verrà illustrato il lavoro di simulazione svolto inizialmente su bobine RF a 1.5 Tesla. Sarà riportato il confronto tra le previsioni delle simulazioni numeriche e le misure effettuate in laboratorio in modo da validare il software di simulazione elettromagnetica che sarà utilizzato per progettare le bobine a 7 Tesla.

I capitoli 7, 8, 9 e 10 riguardano infine l'attività sperimentale di prototipizzazione svolta durante questo lavoro di tesi. Saranno evidenziati di volta in volta i metodi utilizzati e le problematiche incontrate nella progettazione e realizzazione di una bobina *single loop*, un *phased array*, una bobina di volume tipo TEM e diversi modelli di bobine multinucleari per idrogeno e fosforo.

CAPITOLO 1

Principi fisici

I principi fisici della risonanza magnetica, scoperti in modo indipendente da F. Bloch e W. Purcell ([1, 2]) negli anni '50, vennero utilizzati inizialmente per tecniche di studio delle proprietà chimiche e fisiche delle molecole. Negli anni '70 vennero invece individuate le potenzialità della risonanza magnetica come tecnica di imaging e le conseguenti applicazioni nell'ambito medico.

In questo capitolo saranno introdotti i principi fisici alla base della risonanza magnetica nucleare, mentre il capitolo seguente descriverà i principi alla base dell'imaging in risonanza magnetica. Le altre tecniche, tra cui la spettroscopia in risonanza magnetica saranno invece analizzate nelle appendici. Una trattazione completa ed esaustiva dei principi fisici in NMR, che è stata ripresa in questa trattazione, si trova nei testi classici di Abragam [3, 4], Carrington [5] e Slichter [6].

Verrà discussa la fisica dell'interazione tra spin e campo magnetico, introducendo l'equazione di Larmor e i concetti di precessione e di *flip angle*. In seguito la trattazione sarà estesa a una distribuzione di spin, introducendo l'equazione di Bloch e quindi i tempi di rilassamento. Infine saranno espressi i concetti fondamentali della ricezione del segnale, con particolare attenzione alla dipendenza di quest'ultimo dai parametri fisici del problema.

I principi fisici alla base del fenomeno della risonanza magnetica possono essere descritti in maniera quasi equivalente nel contesto della fisica classica o della meccanica quantistica. Occorre precisare che non è corretto parlare di trattazione quantistica (mentre sarebbe più corretto utilizzare il termine semi-classica) in quanto vengono quantizzate alcune proprietà delle particelle, come lo spin, ma si considera sempre un campo elettromagnetico classico. La trattazione completamente quantistica e soddisfacente della generazione del segnale NMR non è al momento presente in letteratura, ma rappresenta un importante argomento di ricerca.

1.1 Momento magnetico e momento angolare

Quando una carica elettrica ruota attorno a un asse di simmetria essa possiede un momento angolare J e un momento magnetico μ . Questi vettori risultano essere paralleli

Nucleo	I	g	γ [MHz/T]	abbondanza
^1H	1/2	5.585	42.577	10 %
^{31}P	1/2	2.263	17.235	1.2%
^{23}Na	3/2	1.478	11.262	0.1%
^{13}C	1/2	1.405	10.7052	/
^{17}O	5/2	-0.757	5.777	2.5%

Tabella 1.1. Spin, fattore di Landé, rapporto giromagnetico e abbondanza nel corpo umano per alcuni nuclei espressa in percentuale di massa.

e linearmente proporzionali:

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

dove γ è un importante costante della carica in questione, nota come rapporto giromagnetico. Si può esprimere il rapporto giromagnetico come:

$$\gamma = g \frac{q}{2M} \quad (1.2)$$

dove q ed M sono la carica e la massa e g è una costante caratteristica nota come fattore di Landé. La carica in questione può essere un elettrone¹, nel suo moto orbitale attorno al nucleo, oppure un nucleo dotato di momento angolare intrinseco (spin) non nullo. La tabella 1.1 mostra i valori del fattore di Landé e del rapporto giromagnetico per alcuni nuclei di interesse in risonanza magnetica.

1.2 Moto di singolo spin

L'interazione del campo magnetico con un singolo momento magnetico può essere descritta, da un punto di vista classico, utilizzando la seconda equazione cardinale:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \mathbf{M} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B} \quad (1.3)$$

dove $\mathbf{M} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$ è il momento torcente a cui è sottoposto un momento magnetico $\boldsymbol{\mu}$ in presenza di un campo magnetico \mathbf{B} , eventualmente dipendente dal tempo. Sostituendo in questa la relazione (1.1) si ottiene:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \gamma \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}. \quad (1.4)$$

In questa relazione compare la dipendenza della derivata del momento magnetico da un prodotto vettore del momento magnetico stesso che è quindi ad essa ortogonale. Ciò

¹Nel caso dell'elettrone il fattore di Landé viene predetto dall'elettrodinamica quantistica e risulta essere pari a 2.0023193043622 per un valore del rapporto giromagnetico di circa -28.6 GHz/T.

si traduce in un moto di precessione attorno alla direzione del campo magnetico, come mostrato in figura 1.2. Questa equazione è immediatamente risolta una volta effettuato il passaggio a un sistema di riferimento rotante attorno all'asse del campo magnetico con velocità angolare Ω . Per qualunque vettore \mathbf{V} vale infatti la ben nota relazione:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{\partial\mathbf{V}}{\partial t} + \Omega \times \mathbf{V} \quad (1.5)$$

che nel caso in questione è:

$$\frac{\partial\boldsymbol{\mu}}{\partial t} = \boldsymbol{\mu} \times (\gamma\mathbf{B} + \Omega). \quad (1.6)$$

Ovvero, nel sistema di riferimento rotante l'equazione per il moto di un momento magnetico è la stessa che nel sistema del laboratorio, a meno di sostituire il campo magnetico con un campo efficace dato da:

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \mathbf{B} - \frac{\Omega}{\gamma}. \quad (1.7)$$

Pertanto il momento magnetico è statico nel sistema di riferimento rotante attorno alla direzione di \mathbf{B} con velocità angolare:

$$\omega_0 = \gamma\mathbf{B}. \quad (1.8)$$

Da ciò si deduce che nel sistema di riferimento del laboratorio il momento magnetico ruota attorno al campo esterno con una frequenza data dall'eq. (1.8). Tale equazione, detta equazione di Larmor, evidenzia che il rapporto giromagnetico è la costante di proporzionalità sia tra il momento magnetico e il momento angolare che tra la frequenza di precessione e il modulo del campo magnetico.

Gli stessi risultati possono essere ottenuti con gli strumenti della meccanica quantistica. Consideriamo innanzitutto un campo magnetico statico B_0 diretto lungo la direzione \mathbf{z} e un nucleo con spin \mathbf{S} non nullo a cui è associato un momento magnetico:

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma\mathbf{S}. \quad (1.9)$$

L'Hamiltoniana di interazione è:

$$\mathcal{H} = -\boldsymbol{\mu}\mathbf{B} = -\gamma\mathbf{S}\mathbf{B} = -\gamma B_0 m \hbar \quad (1.10)$$

dove m è il momento angolare in unità di \hbar lungo la direzione \mathbf{z} . Nel caso di spin 1/2, quest'ultimo ha due autovalori (-1/2 e 1/2) e pertanto sono presenti due livelli di energia non degeneri:

$$E_+ = +\frac{\gamma B_0 \hbar}{2} \quad E_- = -\frac{\gamma B_0 \hbar}{2} \quad (1.11)$$

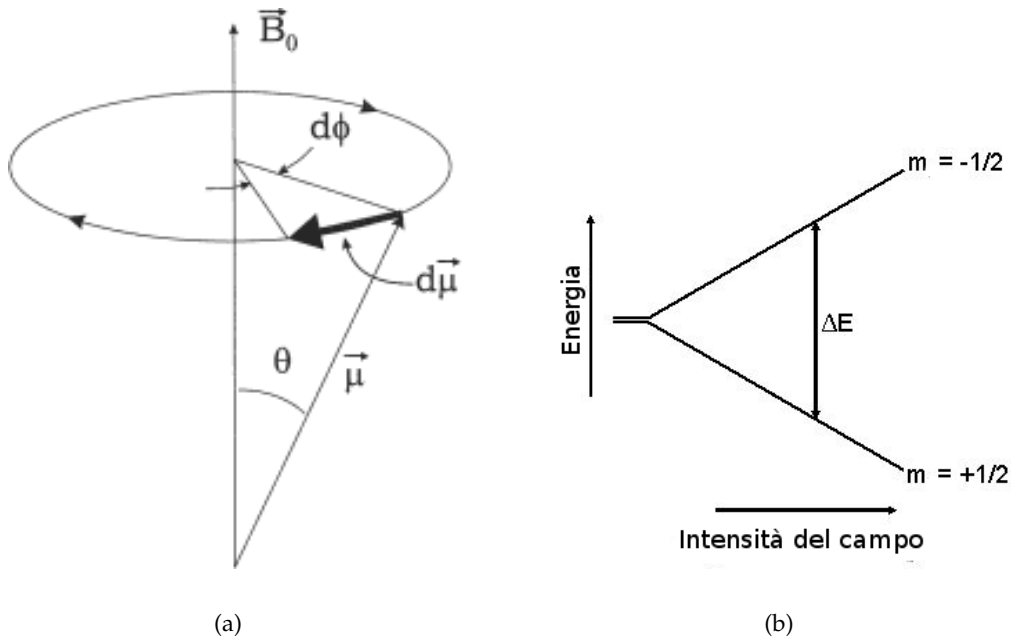


Figura 1.1. Effetto classico e quantistico di un campo statico su uno spin: in (a) la precessione classica, in (b) lo split dei livelli energetici.

e la distanza energetica tra i due livelli è:

$$\Delta E = \gamma B_0 \hbar = \omega_0 \hbar \quad (1.12)$$

in cui compare la frequenza di Larmor, con la stessa definizione che nel caso classico. In definitiva pertanto l'effetto di un campo statico è, dal punto di vista quantistico, quello di rimuovere la degenerazione energetica tra i livelli di spin del nucleo. La distanza energetica tra i livelli è linearmente proporzionale al campo statico e la costante di proporzionalità è il rapporto giromagnetico. È interessante, sebbene non immediato, ricavare quantisticamente il movimento di precessione ottenuto nel caso classico. L'idea del calcolo che segue è calcolare il valore di aspettazione del momento di dipolo lungo le tre direzioni su uno stato generico nella forma:

$$|\psi(t)\rangle = C_- e^{-\frac{iE_- t}{\hbar}} |-\rangle + C_+ e^{-\frac{iE_+ t}{\hbar}} |+\rangle \quad (1.13)$$

dove $|-\rangle$ e $|+\rangle$ sono gli autostati dell'Hamiltoniana relativi agli autovalori E_- ed E_+ discussi in precedenza, mentre C_- e C_+ sono due costanti complesse generiche. Il valore di aspettazione di $\boldsymbol{\mu}$ in questo stato è:

$$\langle \psi | \boldsymbol{\mu} | \psi \rangle = \gamma \langle \psi | \mathbf{S} | \psi \rangle = \frac{\gamma \hbar}{2} \langle \psi | \boldsymbol{\sigma} | \psi \rangle \quad (1.14)$$

dove con σ si è indicato il vettore delle matrici di Pauli. A questo punto è possibile eseguire esplicitamente il calcolo algebrico, eseguendo prima il passaggio a coordinate polari:

$$C_+ = \cos \Theta e^{i\alpha_+} \quad C_- = \sin \Theta e^{i\alpha_-} \quad (1.15)$$

e poi eseguendo per semplicità il cambio di variabili:

$$\Theta = \theta/2 \quad \phi_0 = \alpha_- - \alpha_+. \quad (1.16)$$

Si ottiene infine il seguente risultato:

$$\begin{aligned} \langle \mu_x \rangle &= \frac{\gamma \hbar}{2} \sin \theta \cos(\phi_0 - \omega_0 t), \\ \langle \mu_y \rangle &= \frac{\gamma \hbar}{2} \sin \theta \sin(\phi_0 - \omega_0 t), \\ \langle \mu_z \rangle &= \frac{\gamma \hbar}{2} \cos \theta, \end{aligned} \quad (1.17)$$

che corrispondono al movimento di precessione già trovato nel caso classico. Infatti la componente lungo z (la direzione del campo) appare statica, mentre le componenti trasverse mostrano un semplice moto rotatorio con frequenza pari alla frequenza di Larmor ω_0 .

1.3 Interazione con il campo a radiofrequenza

Nei paragrafi precedenti è stata introdotta la frequenza di Larmor, ovvero la distanza in frequenza tra i livelli di spin per un dato campo statico (nella trattazione quantistica) oppure la frequenza di precessione del momento di dipolo (nel caso classico). L'idea base di un esperimento di risonanza magnetica è di eccitare il campione con impulsi di frequenza pari alla frequenza di Larmor ed osservare come il sistema torna all'equilibrio. Poichè la frequenza di Larmor è nel range delle radiofrequenze per i nuclei di interesse, si parla solitamente di *impulso a Radio Frequenza (RF)*,² mentre lo strumento che si occupa della generazione di tale impulso è la *bobina a radiofrequenza*.

In un esperimento di risonanza si utilizza una combinazione di un campo magnetico statico diretto lungo l'asse z e di un campo RF nel piano trasverso, indicato con \mathbf{B}_1 . Consideriamo per semplicità il caso in cui il campo a radiofrequenza sia polarizzato circolarmente (nel sistema di riferimento del laboratorio):

$$\mathbf{B}(t) = B_0 \mathbf{z} + B_1 (\mathbf{x} \cos \omega t - \mathbf{y} \sin \omega t). \quad (1.18)$$

²È interessante osservare che per gli elettroni la frequenza di Larmor è nel range delle microonde. Questo spiega perchè in ambito medicale si faccia risonanza magnetica con i nuclei (NMR) e non con gli elettroni (*Electron Spin Resonance*, ESR), in quanto un impulso a microonde causerebbe un riscaldamento eccessivo dei tessuti con conseguenti danni al paziente.

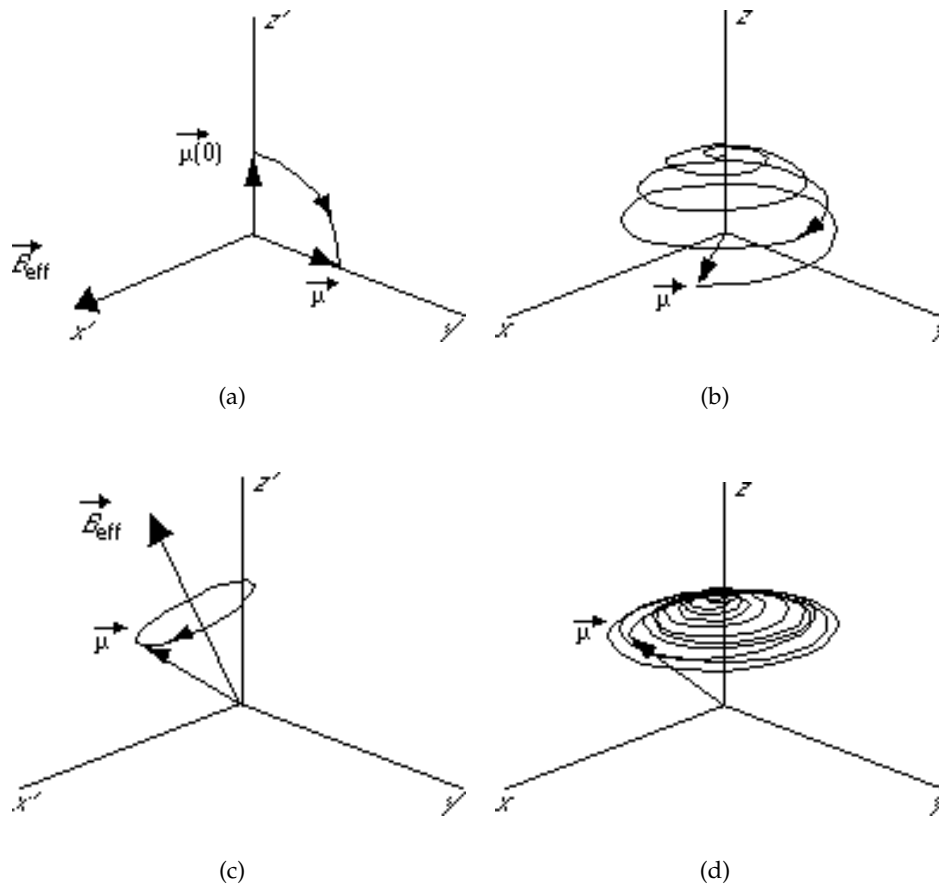


Figura 1.2. Effetto di un impulso a radiofrequenza nel SR del laboratorio (b, d) e in quello rotante (a, c), alla frequenza di Larmor (a,b) e fuori frequenza (c, d).

Definendo $\omega_1 = \gamma B_1$ la frequenza associata all'intensità del campo RF e ricordando che $\omega_0 = \gamma B_0$ è la frequenza di Larmor mentre ω è la frequenza del campo a RF (che coincide con la frequenza del sistema di riferimento rotante attorno all'asse \mathbf{z}), è possibile definire un campo efficace:

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \frac{(\omega_0 - \omega)\mathbf{z} + \omega_1\mathbf{x}}{\gamma}. \quad (1.19)$$

L'eq. (1.6) continua a valere, a meno di considerare come campo efficace \mathbf{B}_{eff} quello nell'eq. (1.19):

$$\frac{\partial \boldsymbol{\mu}}{\partial t} = \gamma \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}. \quad (1.20)$$

Il movimento di precessione risultante, nel sistema di riferimento rotante (attorno all'asse del campo statico, \mathbf{z}) e in quello del laboratorio, è mostrato in figura 1.2. Se ora ci si

pone in condizione di risonanza, ovvero $\omega = \omega_0$, che equivale a fissare la frequenza di oscillazione RF alla frequenza di Larmor, il campo efficace è semplicemente:

$$\mathbf{B}_{\text{eff}} = \frac{\omega_1 \mathbf{x}}{\gamma} = \mathbf{B}_1 \quad (1.21)$$

e quindi nel sistema di riferimento rotante il momento di dipolo precederà attorno all'asse del campo \mathbf{B}_1 con frequenza $\omega_1 = \gamma B_1$. Se l'impulso viene applicato per un tempo τ il momento di dipolo eseguirà una rotazione di un angolo pari a:

$$\Delta\theta = \gamma B_1 \tau. \quad (1.22)$$

Questo angolo, comunemente detto *flip angle*, ha un'importanza fondamentale. Variando l'ampiezza (o la durata) dell'impulso RF è possibile ruotare il momento di dipolo di un angolo arbitrario dalla sua posizione di equilibrio, mentre nel sistema di riferimento del laboratorio il moto sarà la combinazione tra il moto nel sistema di riferimento rotante e una rotazione attorno all'asse z alla frequenza di Larmor, ovvero un moto a spirale.

Anche in questo caso esiste una trattazione equivalente basata sulla meccanica quantistica. Occorre risolvere l'eq. di Schrödinger:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \mathcal{H} \psi \quad (1.23)$$

in cui l'Hamiltoniana è quella introdotta in (1.10), ma con il campo in (1.18):

$$\mathcal{H}(t) = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{B}(t) = -\frac{\gamma \hbar}{2} (\sigma_z B_0 + (\sigma_x \cos \omega t - \sigma_y \sin \omega t) B_1) \quad (1.24)$$

dove sono state reintrodotte le matrici di Pauli σ . Riscrivendo in forma matriciale l'eq. (1.24) e ponendo:

$$\omega_0 = \gamma B_0 \quad \text{e} \quad \omega_1 = \gamma B_1 \quad (1.25)$$

l'Hamiltoniana risulta essere:

$$\mathcal{H}(t) = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_0 & \omega_1 e^{i\omega t} \\ \omega_1 e^{i\omega t} & \omega_0 \end{pmatrix}. \quad (1.26)$$

L'equazione di Schrödinger è pertanto:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_0 & \omega_1 e^{i\omega t} \\ \omega_1 e^{i\omega t} & \omega_0 \end{pmatrix} \psi. \quad (1.27)$$

Eseguendo ora il cambio di variabili (corrispondente in sostanza ad un passaggio al sistema di riferimento rotante):

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi'_1 e^{i\omega_0 t/2} \\ \psi'_2 e^{-i\omega_0 t/2} \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

si ottengono, in condizioni di risonanza ovvero $\omega = \omega_0$, le due equazioni differenziali accoppiate nelle funzioni d'onda "primate" (ovvero nel sistema di riferimento rotante):

$$\frac{d\psi'_{1,2}}{dt} = \frac{i}{2}\omega_1 \psi'_{2,1} \quad (1.29)$$

che si risolvono derivando due volte. Si ottiene la soluzione generale:

$$\begin{aligned} \psi'_1(t) &= c_1 \cos \frac{\omega_1 t}{2} + c_2 \sin \frac{\omega_1 t}{2}, \\ \psi'_2(t) &= -ic_2 \cos \frac{\omega_1 t}{2} + ic_1 \sin \frac{\omega_1 t}{2}. \end{aligned} \quad (1.30)$$

A questo punto occorre calcolare il valore medio del momento magnetico in tale stato, analogamente a quanto fatto in precedenza. Il calcolo algebrico è qui omesso, ma è presente in [6, 7]. Si arriva infine alla seguente espressione per le componenti del momento di dipolo:

$$\begin{aligned} \langle \psi | \mu_{x'}(t) | \psi \rangle &= \langle \mu_{x'}(t) \rangle = \langle \mu_{x'}(0) \rangle, \\ \langle \psi | \mu_{y'}(t) | \psi \rangle &= \langle \mu_{y'}(t) \rangle = \langle \mu_{y'}(0) \rangle \cos \omega_1 t + \langle \mu_z(0) \rangle \sin \omega_1 t, \\ \langle \psi | \mu_z(t) | \psi \rangle &= \langle \mu_z(t) \rangle = -\langle \mu_{y'}(0) \rangle \sin \omega_1 t + \langle \mu_z(0) \rangle \cos \omega_1 t. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Queste equazioni mostrano che il comportamento di uno spin sottoposto a un campo statico lungo \mathbf{z} e un campo polarizzato circolarmente è un movimento di precessione attorno all'asse \mathbf{x}' nel sistema di riferimento rotante, con frequenza di precessione ω_1 . Per una trattazione dettagliata, si rimanda alla bibliografia e in particolare [6, 7].

Per concludere la trattazione dell'interazione tra lo spin e il campo magnetico, occorre infine osservare cosa accade se il campo RF ha polarizzazione lineare anzichè circolare nel sistema di riferimento del laboratorio. È noto che tale campo può essere pensato come sovrapposizione di due campi polarizzati circolarmente con la stessa frequenza (quella di Larmor) ma uno in verso orario e uno antiorario e ampiezza dimezzata. Di questi due campi, nel sistema di riferimento rotante, quello con polarizzazione concorde al verso di

rotazione degli spin apparirà statico, mentre quello con polarizzazione discorde avrà frequenza di rotazione $2\omega_0$ e può quindi essere generalmente trascurato. Come conseguenza, se abbiamo un campo polarizzato linearmente nel sistema del laboratorio, l'ampiezza del campo visto dagli spin, e quindi disponibile per il flip angle è metà. Per questo motivo, come si vedrà in seguito, è generalmente preferibile generare un campo RF *in quadratura*, ovvero con polarizzazione circolare. Questo può essere fatto come sovrapposizione di due campi con polarizzazione lineare, ortogonali tra loro e sfasati di $\pi/2$.

1.4 Sistemi di molti spin: magnetizzazione

Una volta studiato il comportamento di un singolo spin, occorre valutare cosa accade ad una distribuzione di spin. Inizialmente possiamo considerare gli spin non interagenti, lasciando lo studio delle interazioni ai paragrafi seguenti. La magnetizzazione è la media sul volume dei momenti di dipoli, ossia:

$$\mathbf{M} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{1}{V} \sum_i^N \boldsymbol{\mu}_i \quad (1.32)$$

dove N è il numero di particelle nel volume V . Tale volume deve essere piccolo abbastanza per poter essere considerato omogeneo, ma comunque grande a sufficienza da contenere un numero elevato di dipoli magnetici elementari. Nell'ipotesi che i singoli dipoli siano non interagenti, la magnetizzazione interagisce con un campo esterno allo stesso modo del singolo dipolo. In altre parole, l'eq. (1.20) diventa:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}. \quad (1.33)$$

Pertanto, nel sistema di riferimento rotante, la magnetizzazione all'equilibrio è allineata all'asse del campo statico, mentre ruota attorno all'asse di un campo RF a frequenza di Larmor.

Possiamo notare che l'eq. (1.33) scritta per le componenti parallela e trasversa al campo risulta essere:

$$\frac{\partial M_{\parallel}}{\partial t} = 0 \quad \frac{\partial \mathbf{M}_{\perp}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M}_{\perp} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}. \quad (1.34)$$

L'energia associata ad una tale magnetizzazione è invece:

$$U = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{B} \quad (1.35)$$

a cui contribuisce la sola componente parallela al campo:

$$U = -M_{\parallel} B. \quad (1.36)$$

Appare dunque interessante studiare quale sia il valore di equilibrio della magnetizzazione lungo l'asse del campo. Il calcolo è semplice in un contesto semi-classico. Tuttavia occorre supporre esistano delle interazioni tra gli spin e ciò che li circonda in modo da rendere possibili le transizioni tra i livelli energetici di spin, che consentono di raggiungere l'equilibrio. Una volta raggiunto l'equilibrio possiamo immaginare di separare nuovamente gli spin dal bagno termico "spegnendo" le interazioni e a quel punto misurare la magnetizzazione. Consideriamo un generico spin s con componente lungo la direzione del campo $-s \leq m \leq s$, e calcoliamo il valore medio:

$$M_0 = \rho_0 \sum_{m=-s}^s P(E(m)) \mu_z(m) \quad (1.37)$$

dove $P(E(m))$ il fattore di Boltzmann normalizzato:

$$P(E) = \frac{e^{-E_n/kT}}{Z} \quad (1.38)$$

con Z funzione di partizione. L'energia è naturalmente quella in (1.11), mentre il momento di dipolo è quello in (1.1). Essendo l'energia in gioco piccola si può tranquillamente supporre:

$$\hbar\omega_0 \ll kT \quad (1.39)$$

e quindi si può sviluppare in serie di Taylor al prim'ordine. Si trova così la legge di Curie:

$$M_0 \approx \frac{\rho_0 s(s+1) \gamma^2 \hbar^2 B_0}{3kT} \quad (1.40)$$

che nel caso di spin 1/2 diventa:

$$M_0 \approx \frac{\rho_0 \gamma^2 \hbar^2 B_0}{4kT} \quad (1.41)$$

dove ρ_0 è la densità di protoni, γ è il rapporto giromagnetico, B_0 è il campo statico applicato.

Possiamo infine valutare quale sia l'eccesso di spin nello stato fondamentale, ovvero quale è la percentuale di spin che contribuisce al segnale. Riprendendo le popolazioni date dalla statistica di Boltzmann:

$$\Delta N = N_+ - N_- = \frac{N}{2} (e^{\frac{\gamma \hbar B_0}{2kT}} - e^{-\frac{\gamma \hbar B_0}{2kT}}) \simeq \frac{N \gamma \hbar B_0}{2kT} \quad (1.42)$$

da cui si trova, per il protone a temperatura ambiente:

$$\frac{\Delta N}{N} \simeq \frac{\gamma \hbar B_0}{2kT} \simeq 6.6 \cdot 10^{-6} B_0 \quad (1.43)$$

ovvero, per un campo di 1 Tesla solo 7 protoni su un milione contribuiscono al segnale. Tuttavia, la dipendenza dalla densità nell'eq. 1.41 porta ad avere una magnetizzazione abbastanza grande da essere rilevata. Basti pensare che in un voxel di 1mm^3 sono contenuti circa 10^{17} protoni, di cui 10^{11} contribuiscono al segnale.

1.5 Equazione fenomenologica di Bloch

L'equazione fondamentale in risonanza magnetica, che descrive il comportamento della magnetizzazione, dall'interazione con il campo statico al rilassamento, è stata introdotta in maniera fenomenologica da F.Bloch nel 1946 [8]. Essa può essere espressa in forma vettoriale come:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma\mathbf{M} \times \mathbf{B}_{\text{ext}} + \frac{(M_0 - M_z)\hat{\mathbf{z}}}{T_1} - \frac{\mathbf{M}_{\perp}}{T_2} \quad (1.44)$$

dove si è supposto che il campo statico contenuto in \mathbf{B}_{ext} sia lungo l'asse z . Nei paragrafi precedenti (paragrafi 1.1-1.4) si è già introdotto il primo termine, in cui compare il movimento di precessione della magnetizzazione attorno all'asse del campo magnetico esterno. In presenza del solo campo magnetico statico, ovvero una volta spenta la perturbazione indotta dal campo RF, il sistema tende a tornare alla situazione di equilibrio in cui la magnetizzazione trasversale è nulla e la magnetizzazione longitudinale assume il valore M_0 dell'eq. (1.36). Le costanti tempo con cui le componenti trasversa e longitudinale rilassano verso il valore di equilibrio, rispettivamente T_2 e T_1 nell'eq. (1.44), sono tra loro diverse in quanto i due rilassamenti sono dovuti a fenomeni distinti, come sarà descritto nel prossimo paragrafo.

Per trovare le soluzioni a questa equazione, occorre seguire strade diverse a seconda che l'impulso a radiofrequenza abbia durata lunga o breve. Nel caso della risonanza magnetica in medicina l'impulso è praticamente sempre molto rapido rispetto ai tempi di rilassamento. Pertanto, possiamo risolvere l'equazione trascurando inizialmente i termini di rilassamento e riottenendo quindi l'eq. (1.33) la cui soluzione è il movimento di precessione. In una seconda fase, il campo a radiofrequenza viene spento e quindi il campo esterno è il solo campo statico. Nel sistema di riferimento rotante e in risonanza quindi il primo termine scompare e si ottiene un semplice decadimento esponenziale, descritto dalle equazioni:

$$\begin{aligned} M_{x'}(t) &= e^{-t/T_2}(M_{x'}(0) \cos \Delta\omega t + M_{y'}(0) \sin \Delta\omega t), \\ M_{y'}(t) &= e^{-t/T_2}(M_{y'}(0) \cos \Delta\omega t - M_{x'}(0) \sin \Delta\omega t), \\ M_z(t) &= M_z(0)e^{-t/T_1} + M_0(1 - e^{-t/T_1}), \end{aligned} \quad (1.45)$$

dove $\Delta\omega$ rappresenta la differenza tra la frequenza di Larmor e quella dell'impulso RF (che è la frequenza del sistema di riferimento rotante).

Sebbene non sia frequente in diagnostica, alcune volte si usa un impulso RF di lunga durata al fine di saturare la magnetizzazione. In questo caso la soluzione all'equazione di Bloch si trova ponendo tutte le derivate uguali a zero e risolvendo il sistema nelle incognite M_x, M_y e M_z . Si trova, nel sistema di riferimento rotante, che la soluzione è:

$$\begin{aligned} M_{x'} &= \frac{M_0 \gamma B_1 \Delta\omega T_2^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \\ M_{y'} &= \frac{M_0 \gamma B_1 T_2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \\ M_z &= \frac{M_0 (1 + (\Delta\omega T_2)^2)}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \end{aligned} \quad (1.46)$$

Si possono notare alcune cose importanti da queste soluzioni. Innanzitutto, il termine $\gamma^2 B_1^2 T_1 T_2$, detto termine di saturazione, scompare se il campo B_1 è piccolo rispetto ai tempi di rilassamento (nel senso di $\omega_1 \ll 1/T_1$), ovvero, se l'ampiezza del campo a radiofrequenza è grande rispetto al tempo scala con cui gli spin assorbono e dissipano energia, si incontrano fenomeni di saturazione. Se tale termine è trascurabile, ovvero se siamo lontani dalla zona di saturazione, il tempo T_1 non compare nella soluzione. Questa è un'ulteriore prova del fatto che il T_1 contiene tutta l'informazione riguardo gli scambi energetici. Per quanto riguarda le componenti trasverse, possiamo notare che vale la relazione: $M_x = M_y \Delta\omega T_2$. Da ciò deriva che le componenti sono una in fase e una in quadratura con l'eccitazione, ovvero una responsabile dell'assorbimento e l'altra dell'eccitazione.

Un'ultima considerazione riguarda la forma del segnale NMR. Dalle equazioni scritte in precedenza per la magnetizzazione è possibile ricavare la suscettività magnetica complessa $\chi = \chi' + i\chi''$ che risulta essere, in condizione di non saturazione:

$$\begin{aligned} \chi' &= \frac{M_0 \gamma T_2}{2} \frac{\Delta\omega T_2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2} \\ \chi'' &= \frac{M_0 \gamma T_2}{2} \frac{1}{1 + (\Delta\omega T_2)^2} \end{aligned} \quad (1.47)$$

mentre la potenza assorbita è:

$$\langle P \rangle \propto \omega_0 \chi'' \propto \frac{\omega_0^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2} \quad (1.48)$$

che è una Lorentziana nella variabile ω centrata in ω_0 e con larghezza proporzionale al T_2 . Notiamo che la potenza assorbita cresce con la frequenza di Larmor e quindi con il campo statico.

La sua trasformata di Fourier è legata al segnale temporale in risonanza magnetica, che sarà una funzione del tipo:

$$\text{Segnale} \propto e^{-t/T_2} \sin \omega_0 t. \quad (1.49)$$

Ovvero un esponenziale decrescente e oscillante, che in risonanza magnetica è detto *Free Induction Decay (FID)*.

1.6 Tempi di rilassamento

Come già anticipato, al seguito dell'applicazione di un campo statico esterno lungo l'asse z il risultato netto è l'allineamento della magnetizzazione lungo l'asse del campo. Con l'applicazione di un campo RF alla frequenza di Larmor nel piano trasverso la magnetizzazione viene ruotata dalla posizione di equilibrio di un angolo pari al *flip angle*, descritto in eq. 1.22. A questo punto con la stessa bobina che ha generato il campo RF o con una bobina dedicata è possibile rilevare il campo generato dalla magnetizzazione nel tornare all'equilibrio, misurando la costante tempo con cui questo riallineamento avviene. Poichè sostanze diverse ritornano all'equilibrio con tempi caratteristici diversi, le differenze tra i tempi di rilassamento (e tra le densità di spin) generano il contrasto in MRI. Questo paragrafo sarà pertanto dedicato allo studio dei fenomeni di rilassamento.

Una trattazione completa del fenomeno si trova in letteratura, in particolare nel lavoro di Solomon [9] e Redfield [10, 11], mentre un ottimo testo (ad opinione dell'autore) che comprende una dettagliata trattazione del rilassamento e di tutta la fisica degli spin è quello di Levitt [12]. L'idea della trattazione completa è di considerare un'Hamiltoniana di interazione, contenente vari termini di cui i più importanti sono generalmente quello dipolare e iperfine, e calcolare i rate delle transizioni indotte da questi termini utilizzando la teoria delle perturbazioni. Una simile trattazione esula dagli scopi di questo lavoro, e sarà pertanto data solo un'idea generale dei risultati.

La prima osservazione è che la magnetizzazione trasversa e longitudinale hanno costanti tempo di rilassamento diverse. Comunemente si chiama T_1 la costante tempo per la magnetizzazione longitudinale, e T_2 quella per la magnetizzazione trasversa. Generalmente, il T_2 è molto inferiore al T_1 , come si osserva dai valori in tabella 1.2. Il motivo di questa differenza è la diversa natura delle interazioni che causano il rilassamento. Mentre il T_1 è dovuto allo scambio di energia tra lo spin e il bagno termico, il T_2 è principalmente

dovuto alla perdita di fase tra gli spin, con conseguente annullamento della magnetizzazione trasversa. Ci riferiamo pertanto al T_1 come *rilassamento spin-reticolo* e al T_2 come *rilassamento spin-spin*. È molto importante sottolineare che mentre il T_1 comporta uno scambio di energia, lo stesso non vale per il T_2 .

	T_1 [ms]	T_2 [ms]
materia grigia cerebrale	950	100
materia bianca cerebrale	600	80
muscolo	900	50
fluido cerebrospinale	4500	2200
grasso	250	60
sangue	1200	100-200

Tabella 1.2. Tempi di rilassamento per alcune sostanze di interesse medico, misurati per l'idrogeno a 37 °C e 1.5 T.

1.6.1 Rilassamento spin-reticolo

Indica il tempo necessario al sistema per reagire con la formazione di una magnetizzazione all'applicazione di un campo magnetico esterno, o analogamente a restaurare tale magnetizzazione dopo l'applicazione di un impulso RF che abbia ruotato la magnetizzazione sul piano trasverso. Tale tempo caratteristico è dovuto agli scambi energetici tra i nuclei e l'ambiente molecolare che li circonda, e descrive la tendenza dei nuclei ad organizzarsi verso lo stato di equilibrio determinato dal campo statico applicato e dalla temperatura. Ogni molecola ha diverse frequenze caratteristiche a cui può scambiare energia, determinate dalla loro struttura microscopica e dai moti di rotazione e traslazione. L'interazione fondamentale è quella dipolare: due dipoli magnetici (ad esempio due nuclei con spin non nullo) interagiscono tramite un campo di dipolo dipendente dalla distanza e dall'angolazione relativa. Se tale distanza o angolazione fluttua, lo stesso accadrà al campo sentito dai due spin. Se le frequenze caratteristiche di tali fluttuazioni sono compatibili con la frequenza di Larmor, il sistema sarà in grado di generare facilmente una magnetizzazione tramite gli scambi energetici e pertanto avrà un T_1 breve. Generalmente in un ambiente biologico le frequenze caratteristiche dell'acqua sono maggiori di quella di Larmor, mentre quelle delle proteine sono più brevi. Pertanto il tempo T_1 sarà lungo. Alcune molecole come i lipidi e in particolare il colesterolo, hanno dimensioni medie e pertanto hanno un T_1 breve. Per questo motivo in un'immagine MRI in cui il contrasto è dato dal T_1 i grassi appaiono chiari mentre il Fluido CerebroSpinale (CSF),

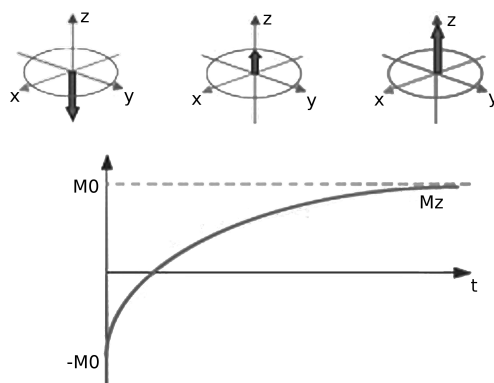


Figura 1.3. Rilassamento spin-reticolo: la magnetizzazione torna all'equilibrio per gli scambi energetici con l'ambiente.

essendo costituito principalmente da acqua, appare scuro.

1.6.2 Rilassamento spin-spin

Per comprendere il concetto di rilassamento spin-spin occorre prima definire la perdita di fase. Si considerino due spin che al tempo $t=0$ si trovano in fase sul piano trasverso a causa dell'applicazione di un campo RF. Se, a causa di una differenza ΔB_0 nel campo statico da essi sperimentato, precedono con una frequenza leggermente diversa $\Delta\omega$ allora dopo un tempo t accumulano una differenza di fase pari a:

$$\Delta\phi = \Delta\omega t \quad (1.50)$$

Il tempo di rilassamento T_2 è noto anche come "tempo di coerenza" in quanto indica il tempo per cui la precessione dei vari spin a seguito di un impulso a $\pi/2$ rimane coerente. In altre parole è il tempo caratteristico con cui gli spin che precedono nel piano trasverso acquistano una fase reciproca, con conseguente annullamento della magnetizzazione trasversa. L'origine del T_2 è in realtà duplice. Con gli argomenti a cui si è accennato, riportati in [9], è possibile dimostrare che vale la relazione:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2'} \quad (1.51)$$

Il primo termine, che è causato dalla presenza di un tempo di vita degli stati di spin, è regolato dal T_1 , mentre il secondo termine è dovuto all'interazione tra gli spin, che all'interno delle molecole generano uno sull'altro un campo magnetico nella direzione del campo statico. Se lo spin si trova in un ambiente molecolare in cui l'orientamento

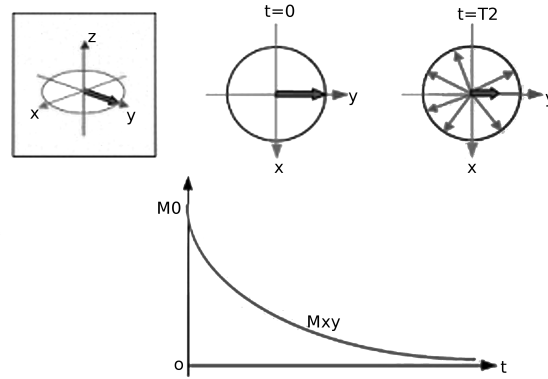


Figura 1.4. Rilassamento spin-spin: la magnetizzazione decresce esponenzialmente a causa dello sfasamento tra gli spin.

e la posizione possono variare nel tempo queste fluttuazioni del campo statico vengono mediate, risultando meno efficienti nel generare una perdita di fase, con conseguente allungamento del T_2 . Per questo motivo il fluido cerebrospinale (*CerebroSpinal Fluid*, CSF) o il sangue hanno T_2 lungo, mentre il muscolo o il grasso hanno T_2 corto.

Si è sinora supposto che il campo statico esterno applicato sia perfettamente omogeneo, mentre le fluttuazioni descritte dal T_2' sono dovute alla presenza dell'ambiente magnetico. Naturalmente in tutti i casi pratici il campo statico esterno non è perfetto ma ha una sua disomogeneità che causa un ulteriore sfasamento, che, come vedremo nella parte sulle sequenze (capitolo 2), è però recuperabile. Si indica generalmente con T_2 il tempo di decadimento intrinseco dell'eq. 1.51, mentre con T_2^* si indica il decadimento causato sia dal T_2 intrinseco che dalla disomogeneità del campo statico:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2^{\text{dis}}}. \quad (1.52)$$

1.7 Ricezione del segnale

Lo scopo di questo paragrafo è lo studio del segnale NMR, esaminando brevemente il concetto di principio di reciprocità e la dipendenza del segnale dai parametri fisici del problema.

Supponiamo di aver applicato un campo statico e di avere ruotato la magnetizzazione sul piano trasverso con un impulso RF. Abbiamo quindi una magnetizzazione trasversa ed eventualmente una magnetizzazione longitudinale residua. A questo punto utilizzando una bobina orientata nel piano trasverso (che può essere la stessa che ha ge-

nerato l'impulso) siamo in grado di rilevare il segnale generato dagli spin. L'equazione fondamentale ora è l'equazione di Faraday-Neumann-Lenz:

$$\epsilon = -\frac{d}{dt}\phi_B \quad (1.53)$$

dove ϵ è la forza elettromotrice e ϕ_B è il flusso del campo magnetico. Il flusso nell'eq. (1.53) può essere scritto in termini del potenziale vettore \mathbf{A} (definito da $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$) facendo uso del teorema di Stokes:

$$\phi_B = \int_{\text{ricev}} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \int_{\text{ricev}} (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot d\mathbf{S} = \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}. \quad (1.54)$$

Il potenziale vettore generato in \mathbf{r} da una magnetizzazione in \mathbf{r}' è dato da:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\nabla' \times \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1.55)$$

che, sostituita in eq. (1.54) porta a:

$$\phi_B = \oint \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\nabla' \times \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) \cdot d\mathbf{l} = \int d^3r' \mathbf{M}(\mathbf{r}') \nabla' \times \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{l}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right). \quad (1.56)$$

Il termine tra parentesi è il potenziale vettore generato dalla bobina nel punto \mathbf{r}' quando questa è percorsa da una corrente I unitaria:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}') = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I d\mathbf{l}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1.57)$$

Definendo quindi il *campo ricevuto* come:

$$\mathcal{B}_r = \frac{\mathbf{B}(\mathbf{r}')}{I} = \frac{\nabla' \times \mathbf{A}(\mathbf{r}')}{I} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{d\mathbf{l}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \quad (1.58)$$

L'eq. (1.56) diventa:

$$\phi_B = \int_{\text{campione}} d^3r \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathcal{B}_r. \quad (1.59)$$

ovvero, la forza elettromotrice è:

$$\epsilon = -\frac{d}{dt} \int_{\text{campione}} d^3r \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathcal{B}_r. \quad (1.60)$$

Che è l'equazione generale del segnale NMR, in cui è possibile sostituire la magnetizzazione ottenuta come soluzione dell'equazione di Bloch ottenendo la dipendenza del segnale dai parametri fisici del sistema.

Nel procedimento seguito in questa derivazione si è fatto uso di uno strumento teorico fondamentale in risonanza magnetica: il *principio di reciprocità*, secondo cui il flusso

del campo magnetico che attraversa la bobina durante la fase di ricezione a seguito di una certa magnetizzazione rotante è uguale all'integrale del campo generato dalla stessa bobina per unità di corrente attraverso il volume occupato dalla suddetta magnetizzazione. In altre parole, l'integrale sulla superficie della bobina del campo generato dal campione, che costituisce il ϕ_B dell'eq. (1.53), può essere sostituito da un integrale sul volume occupato dal campione del campo generato dalla bobina per unità di corrente. Il campo per unità di corrente \mathcal{B}_T è una quantità molto utilizzata in risonanza e generalmente gli viene dato il nome di *campo ricevuto*.

L'operazione di derivazione in eq. (1.59) porta ad una dipendenza lineare del segnale NMR dalla frequenza di Larmor e quindi dal campo magnetico statico. In realtà il segnale NMR cresce quadraticamente con il campo statico in quanto una dipendenza è nella derivata dell'equazione precedente, l'altra è nella differenza energetica tra i livelli di spin. Un'altra importante conclusione, implicita nell'eq. (1.60) ma evidente se si prosegue il calcolo con una magnetizzazione rotante come nelle equazioni (1.45), è che il segnale generato dalla magnetizzazione longitudinale non è rilevabile. Infatti, nella derivata temporale i termini con i tempi di rilassamento sono trascurabili rispetto ai termini con la frequenza di Larmor, e questi non compaiono per la componente longitudinale M_z che si è visto essere statica.

CAPITOLO 2

Imaging in risonanza magnetica

Una volta esaminati i principi fisici alla base della risonanza magnetica, occorre valutare in che modo questi possano essere utilizzati per formare un'immagine. I primi sistemi di risonanza magnetica sfruttavano tecniche di ricostruzione di tipo Retroproiezione Filtrata (*Filtered BackProjection, FBP*) simili a quelli utilizzati attualmente in Tomografia a Emissione di Positroni (PET) o in Tomografia Computerizzata (CT). Attualmente l'immagine MRI sfrutta invece il metodo della trasformata di Fourier.

2.1 Gradienti di campo magnetico

L'idea base dell'imaging in trasformata di Fourier è quella di codificare in frequenze e fasi l'informazione spaziale tramite l'uso dei gradienti di campo magnetico:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mathbf{B}_0 + \mathbf{r} \cdot \mathbf{G}. \quad (2.1)$$

In questo modo la frequenza di Larmor degli spin sottoposti a un campo statico \mathbf{B}_0 e a un gradiente di campo \mathbf{G} è data da:

$$\omega_0(\mathbf{r}) = \gamma(\mathbf{B}_0 + \mathbf{r} \cdot \mathbf{G}). \quad (2.2)$$

Se il gradiente rimane acceso per un tempo τ gli spin acquistano una differenza di fase dipendente dalla posizione:

$$\Delta\phi(\mathbf{r}) = \gamma\mathbf{r} \cdot \mathbf{G}\tau. \quad (2.3)$$

In uno scanner per risonanza magnetica sono presenti tre bobine gradiente, il cui campo magnetico è mutualmente ortogonale. L'ampiezza del gradiente \mathbf{G} è dell'ordine di 50 mT m^{-1} ed è pertanto molto inferiore al campo magnetico statico (che è dell'ordine del Tesla). Tramite la combinazione di questi campi è possibile generare altri tre gradienti ortogonali lungo qualsiasi direzione. Come vedremo questo si traduce nella possibilità di scegliere arbitrariamente la posizione e la direzione dell'immagine ricostruita. In questo paragrafo e nei successivi, salvo dove eventualmente specificato, ci riferiremo alle direzioni \mathbf{x} , \mathbf{y} , e \mathbf{z} come le direzioni dei tre gradienti, e non più necessariamente come la direzione del campo statico (\mathbf{z}) e le due direzioni trasverse. In particolare, \mathbf{x} sarà la direzione del gradiente di codifica in frequenza, \mathbf{y} quella del gradiente di codifica di fase e \mathbf{z} quella del gradiente di selezione fetta.

2.1.1 Selezione di fetta

Il primo strumento necessario alla formazione di un'immagine MRI è la possibilità di eseguire un'eccitazione degli spin selettiva rispetto alla loro posizione lungo un asse. Questo risultato è ottenuto tramite l'applicazione di un gradiente di campo magnetico, in aggiunta al campo statico, durante l'impulso RF. Il campo magnetico statico dipende quindi dalla posizione lungo la direzione del gradiente:

$$B(z) = B_0 + zG_z \quad (2.4)$$

La frequenza di Larmor dei nuclei dipenderà quindi dalla coordinata z a cui si trovano:

$$\omega_0(z) = \omega_0(0) + \gamma z G_z \quad (2.5)$$

dove $\omega_0(0)$ è la frequenza di Larmor in presenza del solo campo statico. Invertendo questa relazione si trova che, eccitando il campione con un impulso di frequenza ω_{RF} e larghezza di banda $\Delta\omega_{RF}$, subiranno eccitazione solo gli spin appartenenti a una fetta centrata in:

$$z = \frac{\omega_{RF} - \omega_0(0)}{\gamma G_z} \quad (2.6)$$

e di larghezza:

$$\Delta z = \frac{\Delta\omega_{RF}}{\gamma G_z} \quad (2.7)$$

Da ciò si deduce che il limite inferiore allo spessore di una fetta è dato dal massimo gradiente di campo e dalla minima larghezza di banda dell'impulso RF. Notiamo che per avere un'eccitazione uniforme, in tutto lo spessore della fetta, la distribuzione spettrale dell'impulso RF dovrebbe essere un'onda quadra. In questo modo tutte le frequenze all'interno della banda sono eccitate uniformemente, mentre le altre non sono eccitate affatto. Per ottenere una funzione *rect*¹ in frequenza occorre eccitare con una funzione *sinc*² nel dominio del tempo, essendo queste due una coppia di Fourier. Naturalmente, un vero *sinc* si estende da $-\infty$ a $+\infty$, perciò essendo necessario troncarsi ad un certo punto il *sinc* si otterrà solo un'approssimazione del *rect* in frequenza.

A seconda della direzione del gradiente di selezione fetta si ottengono differenti piani del campione. Se la direzione del gradiente è testa-piedi si parla di piano assiale, se è destra-sinistra si parla di piano sagittale, se è fronte-retro si parla di piano coronale. Questo ovviamente non pregiudica la possibilità di selezionare qualunque altro piano si desideri.

¹La funzione rettangolare, costante all'interno di un certo intervallo e nulla all'esterno di esso.

²La funzione seno cardinale, definita da $\text{sinc}(t) = \sin(t)/t$.

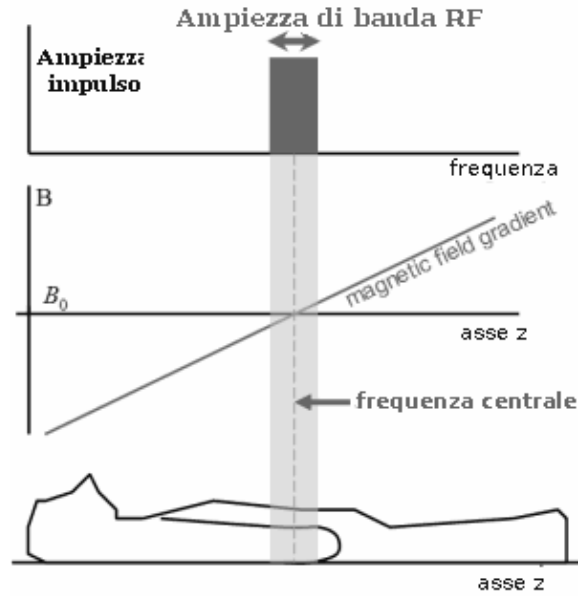


Figura 2.1. Effetto del gradiente di selezione fetta.

La presenza di diverse frequenze di risonanza durante l'applicazione dell'impulso causa un defasamento analogo a quello visto per il T_2 . Per avere al termine dell'impulso tutti gli spin con la stessa fase è necessario applicare un gradiente di rifasamento identico in direzione e ampiezza a quello di selezione fetta ma con verso opposto.

2.1.2 Codifica di fase e codifica di frequenza

Il gradiente lungo z , applicato durante l'impulso RF, identifica una fetta bidimensionale nel piano xy . La posizione degli spin in tale piano è codificata in fasi e frequenze per poter formare l'immagine MRI. L'applicazione di un gradiente G_y per un tempo τ_y porta a una differenza di fase tra gli spin che dipende dalla loro posizione lungo l'asse del gradiente applicato:

$$\Delta\phi(y) = \gamma G_y \tau_y y \quad (2.8)$$

In questo modo, al termine dell'applicazione del gradiente, gli spin (nella fetta eccitata dal gradiente lungo z) avranno tutti la stessa frequenza ma una fase dipendente da y . L'eq. (2.8) mostra una periodicità della fase lungo la direzione del gradiente: due spin la cui distanza è pari a:

$$\lambda_y = \frac{2\pi}{\gamma G_y \tau_y} \quad (2.9)$$

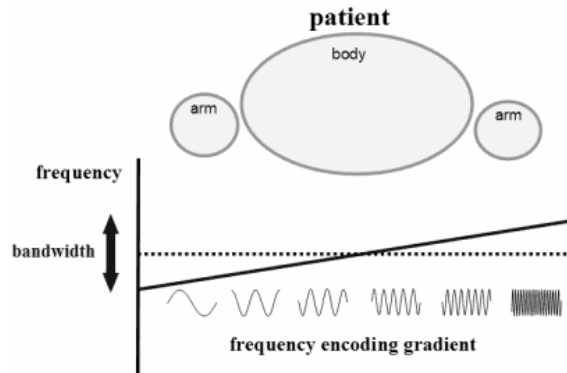


Figura 2.2. Effetto del gradiente di codifica in frequenza.

presentano una differenza di fase nulla. La scelta di τ_y e G_y identifica quindi univocamente una frequenza spaziale lungo la direzione y :

$$k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y} = \gamma G_y \tau_y \quad (2.10)$$

è quindi possibile riscrivere l'eq. (2.8) in termini di k_y :

$$\Delta\phi(y) = k_y y \quad (2.11)$$

Naturalmente questo può essere esteso al caso in cui si applichi anche un gradiente lungo la direzione x :

$$\Delta\phi(x) = k_x x \quad (2.12)$$

Con una definizione analoga all'eq. (2.10) per k_x .

Da quanto ora esposto si osserva come, ad una precisa scelta di k_x e k_y , ovvero una scelta delle ampiezze e durate temporali dei gradienti, corrisponde una particolare configurazione delle fasi del sistema di spin.

Il gradiente nella direzione y è solitamente detto *gradiente di codifica di fase* e viene applicato dopo il gradiente di selezione fetta e prima dell'acquisizione del segnale. Il gradiente lungo x è invece detto *gradiente di lettura* in quanto viene attivato durante l'acquisizione del segnale. In questo modo il gradiente G_x , detto anche gradiente di codifica in frequenza, altera la frequenza di risonanza degli spin alle diverse coordinate x , come mostrato in fig. 2.2.

2.2 K-spazio

L'equazione (1.59), in cui è riportato l'andamento del segnale NMR, può essere sviluppata scrivendo esplicitamente la magnetizzazione, per arrivare a una relazione tra il

segnale demodulato (ovvero a cui è stata rimossa la componente oscillante alla frequenza di Larmor) e i parametri fisici del sistema, come i tempi di rilassamento, la densità protonica e il campo ricevuto. Sia Ω la frequenza di demodulazione (idealmente quella di Larmor), e $\phi(\mathbf{r}, t)$ la fase accumulata a causa della dipendenza della frequenza dalla posizione indotta dall'accensione dei gradienti per un tempo t :

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \int_0^t dt' \omega(\mathbf{r}, t') \quad (2.13)$$

Definiamo inoltre la *densità effettiva di spin*:

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{4} \omega_0 \Lambda \mathcal{B}_\perp \rho_0(\mathbf{r}) \frac{\gamma^2 \hbar^2}{kT} B_0 \quad (2.14)$$

dove Λ indica il guadagno dell'elettronica, T è la temperatura e \mathcal{B}_\perp è il modulo del campo magnetico ricevuto. È stata trascurata la dipendenza dai tempi di rilassamento, che dovrebbe essere inclusa nel caso generale. Il punto fondamentale è che la densità effettiva comprende tutti i parametri del sistema in esame, ed è pertanto l'incognita da determinare, in funzione della posizione, a partire dal segnale di risonanza magnetica. Con queste definizioni è possibile scrivere il segnale MRI nella forma:

$$s(t) = \int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) e^{i(\Omega t + \phi(\mathbf{r}, t))} \quad (2.15)$$

La dipendenza della frequenza $\omega(\mathbf{r}, t')$ dalla posizione nell'eq. (2.13) è indotta dalla presenza dei gradienti e pertanto la fase risulta essere:

$$\phi(y, t) = -\gamma y \int_0^{t_y} dt' G_y(t') \quad (2.16)$$

$$\phi(x, t) = -\gamma x \int_0^{t_x} dt' G_x(t') \quad (2.17)$$

ovvero sostituendo queste ultime nell'equazione (2.15), ipotizzando una demodulazione ideale e considerando fissata la posizione lungo z :

$$s(t) = \int dx dy \rho(x, y) e^{-i\gamma x \int_0^{t_x} dt' G_x(t') - i\gamma y \int_0^{t_y} dt' G_y(t')} \quad (2.18)$$

Effettuando ora il cambio di variabili:

$$k_y = \gamma \int_0^{t_y} dt' G_y(t') \quad (2.19)$$

$$k_x = \gamma \int_0^{t_x} dt' G_x(t') \quad (2.20)$$

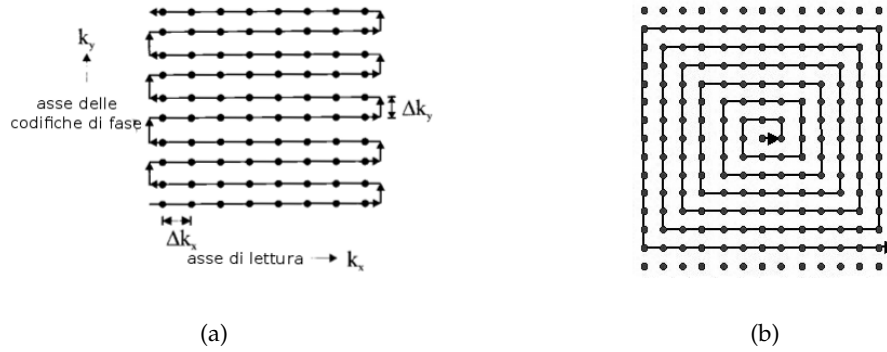


Figura 2.3. Campionamento standard (a) e a spirale (b) del k spazio.

si ottiene, per il segnale campionato \underline{s} :

$$\underline{s}(k_x, k_y) = \int dx dy \rho(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} \quad (2.21)$$

Le quantità k_x e k_y , sono le frequenze spaziali descritte nel paragrafo precedente: il segnale campionato è dato dal contributo di tutti gli spin pesati con un fattore di fase che dipende dalla loro posizione spaziale. L'eq. (2.21) consente di ricavare la distribuzione spaziale della densità effettiva di spin tramite una trasformata inversa di Fourier:

$$\rho(x, y) = \int dk_x dk_y \underline{s}(k_x, k_y) e^{i2\pi(k_x x + k_y y)}. \quad (2.22)$$

Sino a questo momento non si è utilizzato che il gradiente G_x viene applicato durante la fase di lettura del segnale. In questo modo k_x dipende dal tempo: ad ogni campionamento del segnale durante la singola acquisizione il valore di k_x è diverso mentre il valore di k_y rimane costante. Alla successiva acquisizione l'ampiezza del gradiente G_y viene modificata, campionando quindi nuovamente il segnale al variare di k_x ma ora con un diverso valore di k_y . In questo modo viene campionato lo spazio definito dalle frequenze spaziali k_x e k_y , il k -spazio. Pertanto k_x è funzione del tempo e ad ogni campionamento del segnale (che avviene con un certo intervallo di tempo Δt) cambia il valore di k_x e quindi il punto acquisito:

$$\underline{s}(k_x(t), k_y) = \int dx dy \rho(x, y) e^{-i(k_x(t)x + k_y y)}. \quad (2.23)$$

In questo modo, è possibile campionare una intera riga del k -spazio in una sola acquisizione.

Le codifiche di fase e frequenza consentono di campionare il k-spazio in modo piuttosto arbitrario: l'applicazione del gradiente di codifica di fase determina la posizione iniziale nel k-spazio mentre la codifica in frequenza consente di percorrere una traiettoria durante l'acquisizione. La fig. 2.3 mostra due esempi di possibili percorsi per il campionamento. In fig. 2.3(a) è mostrato il campionamento standard, in cui l'applicazione di un gradiente di codifica di fase porta inizialmente il sistema nella posizione in basso a sinistra mentre il gradiente di lettura consente di acquisire la riga da sinistra verso destra. A questo punto il gradiente di codifica di fase nell'acquisizione successiva seleziona la riga superiore che è campionata in direzione opposta invertendo il successivo gradiente di lettura. Ripetendo la procedura si campiona uniformemente tutto lo spazio. Sono comunque possibili percorsi non standard come ad esempio quello a spirale in fig. 2.3(b).

2.3 Sequenze

Una combinazione di impulsi a radiofrequenza e gradienti è detta in risonanza magnetica *sequenza*. Scegliendo opportunamente la sequenza è possibile scegliere il contrasto da dare all'immagine o il campionamento desiderato del k-spazio. In questo paragrafo saranno presentate le tre sequenze classiche (*Spin Echo*, *Inversion Recovery*, *Gradient Echo*) e un metodo di campionamento del k-spazio introdotto più recentemente (*Echo Planar Imaging*). Naturalmente questa breve trattazione non esaurisce le possibili sequenze che possono essere utilizzate, ma fornisce una panoramica di quali metodi possano essere utilizzati per ottenere i diversi tipi di contrasto e i diversi campionamenti del k-spazio.

Spin Echo

La sequenza *Spin-Echo* è stata introdotta nel 1950 da Hahn [13] ed è tuttora molto utilizzata, soprattutto nelle sue varianti più moderne. Il diagramma della sequenza è riportato in fig. 2.4. Inizialmente viene applicato un impulso a $\pi/2$ che ruota la magnetizzazione sul piano trasverso, ad esempio portandola lungo l'asse x, orientata nel verso positivo. A questo punto gli spin iniziano a sfasarsi a causa del T_2^* , quindi a causa del contributo del T_2 intrinseco e della disomogeneità del campo statico. Dopo un tempo, che indicheremo con $TE/2$, viene applicato un secondo impulso, questa volta π , che ruota la magnetizzazione invertendola. A questo punto, gli spin che ruotavano più rapidamente rispetto a ω_0 , e quindi hanno accumulato fase positiva, continuano a ruotare più rapidamente, accumulando ora fase negativa e gli spin più lenti si comportano analogamente. Pertanto, la diversità nelle fasi causata dalla disomogeneità del campo statico decresce sino ad annullarsi al tempo TE , detto appunto tempo di eco. Il segnale di eco avrà quindi

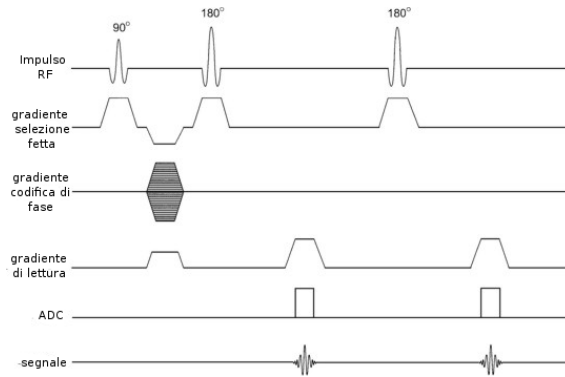


Figura 2.4. Diagramma della sequenza *spin echo*. Il lobo negativo del gradiente di selezione fetta serve a evitare lo sfasamento, il primo gradiente nella direzione del gradiente di lettura serve a muoversi in una posizione iniziale del k-spazio.

ampiezza inferiore al segnale di partenza:

$$s(TE) = s(0)e^{-TE/T_2} \quad (2.24)$$

in quanto la perdita di fase dovuta al T_2 intrinseco non è recuperabile.

Notiamo che applicando, dopo un tempo $TE/2$ dall'eco, un altro impulso π , si avrà un ulteriore eco al tempo $2 TE$ e quindi un altro punto nella curva di decadimento del T_2 . La misura di alcuni di questi punti (*spin echo multiplo*) consente la misura del tempo di decadimento spin-spin del campione.

Uno dei problemi di questa sequenza è che perchè gli spin tornino in fase al tempo Tempo di Eco (TE) occorre che il campo statico percepito dagli spin, sebbene disomogeneo, sia costante nel tempo. In realtà ogni molecola d'acqua è libera di muoversi e quindi, non essendo al tempo TE nella stessa posizione in cui si trovava inizialmente, sente un campo statico diverso, limitando le possibilità di rifasamento. Un altro problema è che il *flip angle* non è quello desiderato in tutto il campione, ma dipende dall'omogeneità del campo trasmesso.

La struttura dei gradienti nel caso dello *spin echo* è estremamente semplice. Tutti gli impulsi RF sono selettivi della fetta, il gradiente di lettura è attivo durante l'eco e il gradiente di codifica di fase è attivo tra l'impulso a $\pi/2$ e l'impulso a π . In realtà si potrebbe applicare il gradiente di codifica di fase tra gli impulsi π ma questo non è comunemente fatto per minimizzare il TE.

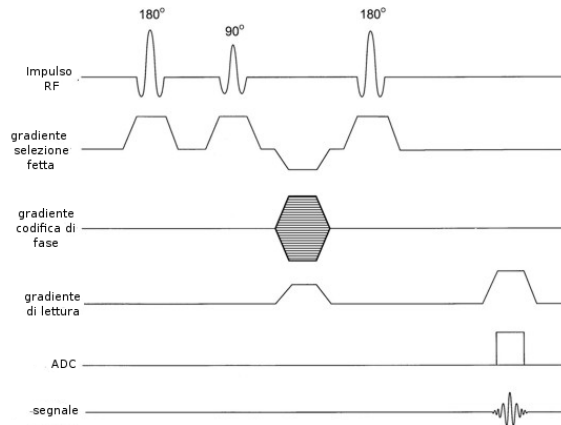


Figura 2.5. Diagramma della sequenza *Inversion Recovery*.

Inversion Recovery

Nell'*Inversion Recovery* inizialmente viene applicato un impulso π che inverte il segno della magnetizzazione. Dopo l'impulso la magnetizzazione avrà valore uguale a quello di equilibrio ma segno opposto. Pertanto, inizia a rilassare verso l'equilibrio a causa dell'interazione spin-reticolo (in quanto la magnetizzazione è solo longitudinale) secondo la legge:

$$M_z(t) = -M_0 e^{-t/T_1} + M_0(1 - e^{-t/T_1}) = M_0(1 - 2e^{-t/T_1}). \quad (2.25)$$

A questo punto, al tempo Tempo di Inversione (T_I) dall'impulso π , viene applicato un secondo impulso RF, questa volta $\pi/2$, che ruota nel piano trasverso la magnetizzazione che non è ancora tornata all'equilibrio. Questo impulso è l'inizio di una normale sequenza spin-echo. Dopo un tempo T_E dall'impulso $\pi/2$, durante l'eco, viene misurato il segnale. Ripetendo l'esperimento con diversi valori di T_I , è possibile misurare il tempo di rilassamento longitudinale. In particolare, si può provare a cercare lo zero dell'equazione 2.25.

Gradient Echo

La sequenza *gradient echo* è in linea di principio simile alla sequenza *spin echo*, in quanto sfrutta la presenza di un segnale di eco dovuto al rifasamento degli spin, ma è sensibilmente diversa da questa sotto molti aspetti. Innanzitutto, nella *gradient echo* il rifasamento non avviene sul defasamento operato dall'disomogeneità del campo statico, ma piuttosto su un defasamento indotto *ad hoc* da un gradiente. Applicando lo stesso gradiente ma con verso opposto e durata doppia si ottiene al centro di questo un segnale

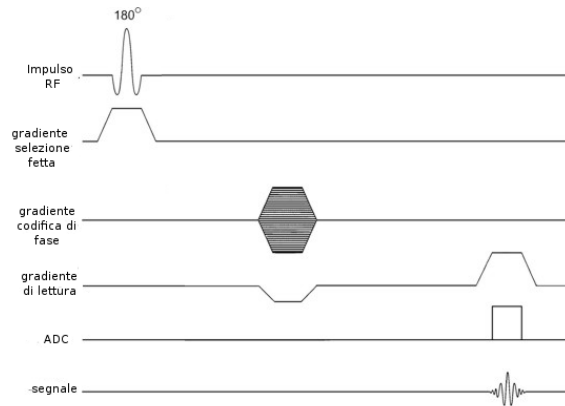


Figura 2.6. Diagramma della sequenza *Gradient Echo*.

di echo si ampiezza dell'eco legata al T_2^* , in quanto non è stato recuperato il defasamento dovuto all'disomogeneità del campo statico. L'impulso RF in questo caso non deve necessariamente essere di tipo $\pi/2$ ma ha un valore piuttosto arbitrario, generalmente compreso tra $\pi/18$ e $\pi/2$. Il vantaggio di questa sequenza è la sua rapidità. È infatti possibile utilizzare Tempo di Ripetizione (TR) molto brevi, generalmente dell'ordine delle decine di millisecondi. Per quanto riguarda i gradienti di selezione fetta e codifica di fase, il primo è applicato durante l'impulso RF come sempre, il secondo è contemporaneo al gradiente di defasamento (figura 2.6).

Echo Planar Imaging

La sequenza *Echo Planar Imaging (EPI)* è una sequenza estremamente rapida, in grado di generare un'immagine completa in un solo TR. È una sequenza derivata dalla *gradient echo*, quindi anch'essa è pesata in T_2^* . L'idea è di applicare inizialmente un impulso $\pi/2$ con annesso gradiente di selezione fetta, seguito da una combinazione di gradienti di codifica di fase per posizionarsi in un angolo del k spazio. A questo punto, una rapida successione di gradienti di lettura e di codifica di fase consente il campionamento dell'intero k-spazio, attraverso la formazione di echi di gradiente ripetuti. Con questa tecnica si riescono ad ottenere addirittura immagini a cadenza video (da 15 a 30 immagini al secondo) ed è perciò molto utilizzato in cardiologia e risonanza funzionale.

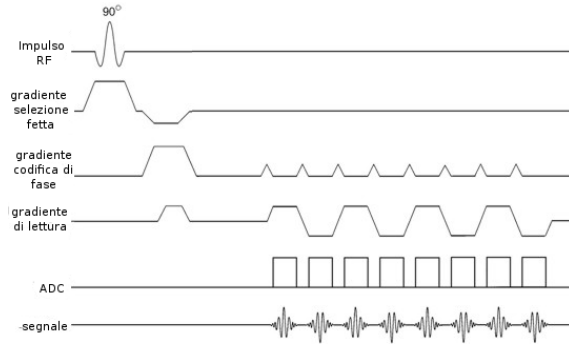


Figura 2.7. Diagramma della sequenza Echo Planar Imaging.

2.4 Rapporto segnale-rumore e risoluzione spaziale

In questo paragrafo saranno introdotti i concetti di sensibilità, quantificata tramite il rapporto segnale rumore (*Signal to Noise Ratio*, SNR), e risoluzione spaziale in funzione dei parametri del sistema che sono sotto il controllo dell'utilizzatore dello scanner. La dipendenza dal campo statico sarà invece discussa nel capitolo 5.

L'equazione (1.59), da cui derivano le equazioni (2.15) e (2.14), può essere utilizzata per trovare il segnale in un singolo voxel, che risulta essere pari a:

$$S = \frac{\gamma^3 \hbar^2}{4kT} B_0^2 \mathcal{B}_\perp V_{\text{voxel}}. \quad (2.26)$$

Occorre sottolineare anche la dipendenza dal volume del voxel V_{voxel} , che viene scelto in fase di acquisizione dell'immagine. Infatti in MRI il volume del voxel è legato alla massima frequenza spaziale acquisita nel k-spazio dalle relazioni:

$$\Delta x = \frac{\pi}{k_x(\text{max})} \quad \Delta y = \frac{\pi}{k_y(\text{max})} \quad (2.27)$$

Dove $k_x(\text{max}) = n_x \Delta k_x$ e $k_y(\text{max}) = n_y \Delta k_y$, con n_x , n_y numero di campionamenti nella direzione del gradiente di codifica in frequenza e di codifica in fase rispettivamente. Di conseguenza, il numero di voxel nel campo di vista nelle due direzioni è dato da:

$$\text{numero voxel } x = \frac{\pi}{\Delta k_x} \quad \text{numero voxel } y = \frac{\pi}{\Delta k_y}. \quad (2.28)$$

Inoltre nell'eq. (2.7) si è osservato che lo spessore della fetta è:

$$\Delta z = \frac{\Delta \omega_{\text{RF}}}{\gamma G_z}. \quad (2.29)$$

Da queste relazioni si deduce che la dimensione del voxel in MRI è un parametro scelto liberamente in fase di acquisizione, sebbene sia limitata dai massimi valori di k_x e k_y ottenibili con la sequenza che si intende applicare e i gradienti a disposizione.

Per quanto riguarda invece il rumore, la deviazione standard del segnale è data dal rumore termico:

$$\sigma = \sqrt{4 k T R BW_{\text{read}}} \quad (2.30)$$

dove R è la resistenza complessiva data dal campione, dalla bobina e dall'elettronica, mentre BW_{read} è la larghezza di banda del sistema di ricezione:

$$BW_{\text{read}} = \frac{1}{\Delta t} = \gamma G_x L_x \quad (2.31)$$

dove Δt è il tempo tra due campionamenti del segnale e L_x è il campo di vista, indicato come *Field of View (FOV)*, lungo la direzione del gradiente di lettura.

Pertanto il rapporto segnale rumore risulta essere proporzionale a:

$$\text{SNR} = \sqrt{N_{\text{acq}}} \frac{\gamma^3 \hbar^2 B_0^2 \beta_{\perp} V_{\text{voxel}}}{\sqrt{4 k T R BW_{\text{read}}}}. \quad (2.32)$$

Si è inserita la dipendenza dal numero di acquisizioni $\sqrt{N_{\text{acq}}}$ in quanto spesso per migliorare il SNR vengono eseguite diverse acquisizioni che poi vengono mediate tra loro. Dei parametri nella (2.32) solo alcuni sono sotto il controllo dello sperimentatore. Infatti, fissata la temperatura, il nucleo in esame, il campo magnetico statico, la resistenza della bobina, del campione e dell'elettronica rimangono variabili soltanto il numero di acquisizioni, il volume del voxel e la larghezza di banda:

$$\text{SNR} \propto \sqrt{N_{\text{acq}}} \frac{V_{\text{voxel}}}{\sqrt{BW_{\text{read}}}}. \quad (2.33)$$

Questa può essere scritta nella forma equivalente:

$$\text{SNR} \propto \Delta x \Delta y \Delta z \sqrt{N_{\text{acq}} N_x N_y \Delta t} \quad (2.34)$$

ovvero, si può aumentare o diminuire il rapporto segnale rumore agendo sul numero di voxel, sul numero di acquisizioni e sulla dimensione del voxel. In generale appare chiaro che in risonanza magnetica occorre trovare un compromesso tra la dimensione del voxel, e quindi la risoluzione spaziale e il rapporto segnale rumore. Maggiore è il segnale che si ha a disposizione in ogni voxel (ad esempio se il campo statico aumenta) maggiore sarà la risoluzione spaziale a parità di rapporto segnale rumore. Occorre notare che $N_x \Delta t$ è il tempo impiegato per il campionamento durante la lettura, che non può essere aumentato

a piacere a causa del rilassamento della magnetizzazione. Inoltre, anche la risoluzione spaziale e il numero di pixel non sono indipendenti ma sono legati dal FOV richiesto per l'applicazione.

Un altro parametro importante da tenere in considerazione nello studio della risoluzione spaziale è il tempo di acquisizione. Poichè si esegue una codifica di fase ogni TR e si ripete spesso l'intera acquisizione per aumentare il rapporto segnale rumore, il tempo totale di acquisizione è dato da:

$$T_{\text{tot}} = N_{\text{acq}} N_y T_R. \quad (2.35)$$

Per questo motivo spesso il rapporto segnale rumore viene normalizzato alla radice del tempo di acquisizione, ottenendo l'efficienza di imaging:

$$\Upsilon \propto \Delta x \Delta y \Delta z \sqrt{N_x \Delta t} \quad (2.36)$$

che è comunque in competizione con la risoluzione spaziale.

CAPITOLO 3

Risonanza magnetica a campo ultra alto

Le potenzialità di un sistema MRI nel compiere analisi strutturali e funzionali dipendono fortemente dal campo statico. Per questo motivo nel corso degli anni si è osservato un continuo miglioramento dei magneti disponibili per le applicazioni di risonanza magnetica sull'uomo. Attualmente il campo a 1.5 T, introdotto negli anni '80, rappresenta lo standard clinico, anche se i magneti a 3 T iniziano ad essere utilizzati frequentemente nelle applicazioni diagnostiche. Negli anni '90 sono stati introdotti, per scopo di ricerca, i primi sistemi a 4.7 T mentre nell'ultimo decennio sono nati i primi centri di ricerca con campo a 7 T. Attualmente sono in fase di installazione i primi scanner MRI con campo a 9.4 T e 11 T per applicazioni di ricerca sull'uomo. Attualmente sono presenti alcune decine di sistemi MRI a campo ultra alto nel mondo e nel giugno scorso è stato installato un magnete a 7 Tesla (950-MR scanner, GE Healthcare) presso l'IRCCS Stella Maris di Calambrone (PI), che costituisce quindi il primo centro di ricerca italiano (IMAGO7) per risonanza magnetica a campo ultra alto.

In questo capitolo saranno descritte le principali motivazioni alla base della risonanza magnetica a campo ultra alto e le difficoltà teoriche e pratiche associate ad essa. Particolare attenzione sarà data ai problemi relativi al sistema di trasmissione e ricezione del segnale, in quanto l'obiettivo del presente lavoro di tesi è quello di testare i metodi necessari per affrontarli. Ulteriori approfondimenti sull'argomento della risonanza a campo ultra alto si trovano nel testo di Robitaille e Berliner [14].

3.1 Vantaggi della risonanza a campo ultra alto

Il motivo principale della tendenza verso campi magnetici sempre più intensi è l'aumento quadratico del segnale con il campo statico: una dipendenza lineare è nella separazione energetica tra i livelli di spin, mostrata in eq. (1.12), l'altra è nella derivata del flusso del campo magnetico presente nell'equazione di Faraday-Neumann-Lenz, eq. (1.53). Nel paragrafo 5.1.7 sarà discusso come il rumore dipenda poco più che linearmente dalla frequenza di Larmor, portando a una dipendenza approssimativamente lineare del SNR dal campo statico applicato. Pertanto, la sensibilità di uno scanner MRI a 7 T è superiore di quasi un fattore 5 rispetto a quella di un normale sistema a 1.5 T.

Poichè in risonanza magnetica il SNR, la risoluzione spaziale e la risoluzione tem-

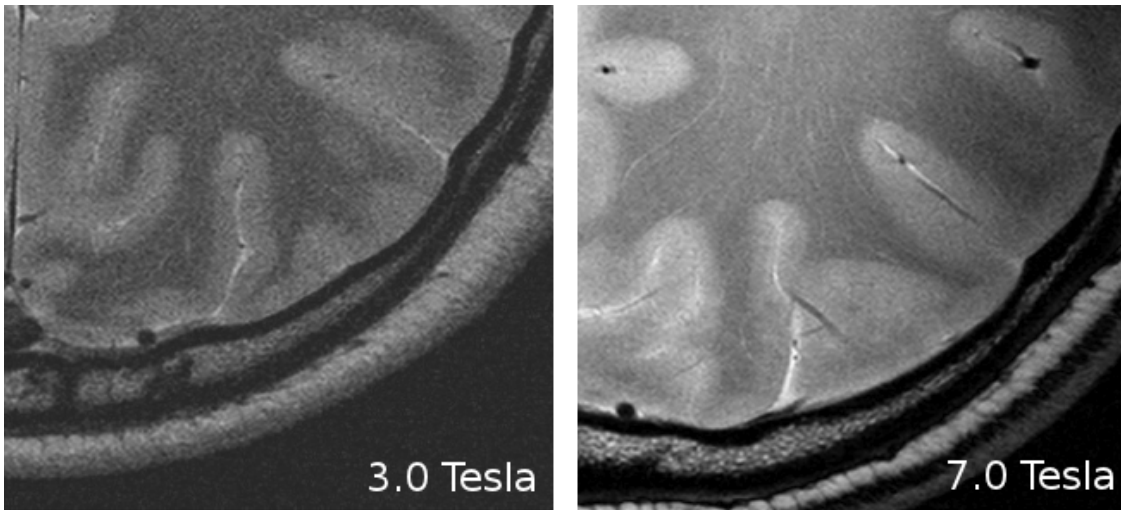


Figura 3.1. Esempio del guadagno in risoluzione spaziale ottenibile con il passaggio da 3 T a 7 T nel caso di imaging di una sezione dell'encefalo.

porale sono intrinsecamente collegati, come osservato nel paragrafo 2.4, un guadagno in sensibilità può essere speso per ottimizzare il parametro più importante ai fini dell'esame che si intende eseguire.

La prima conseguenza dell'aumento del SNR è la possibilità di ottenere immagini con migliore risoluzione spaziale: mentre per i sistemi MRI la massima risoluzione spaziale ottenibile è dell'ordine del millimetro, con un campo magnetico a 7 T è possibile ottenere, a parità di SNR, risoluzioni spaziali dieci volte superiori (fig. 3.1). Una risoluzione spaziale di $100 \mu\text{m}$ è in grado di aprire nuovi orizzonti nella diagnostica tramite immagini di risonanza magnetica, soprattutto per quanto riguarda l'imaging anatomico dell'encefalo in cui diventano visibili strutture non accessibili altrimenti.

Alternativamente l'aumento in SNR può tradursi in una riduzione dei tempi di acquisizione con grandi vantaggi nelle sequenze veloci e negli studi funzionali in cui è importante avere buona risoluzione temporale, come l'imaging cardiaco a cadenza video o gli studi funzionali sull'attivazione neuronale.

Un ulteriore vantaggio dell'aumento di sensibilità ottenibile a campo ultra alto si osserva nell'analisi del segnale proveniente da nuclei diversi dall'idrogeno. Questi nuclei, come ad esempio ^{31}P , ^{23}Na , ^{13}C , forniscono importantissime informazioni sulle dinamiche metaboliche, fisiologiche e in generale funzionali ma generano un segnale debole se confrontato con quello dell'idrogeno, sia a causa del basso rapporto giromagnetico che a causa della ridotta abbondanza nell'organismo umano.

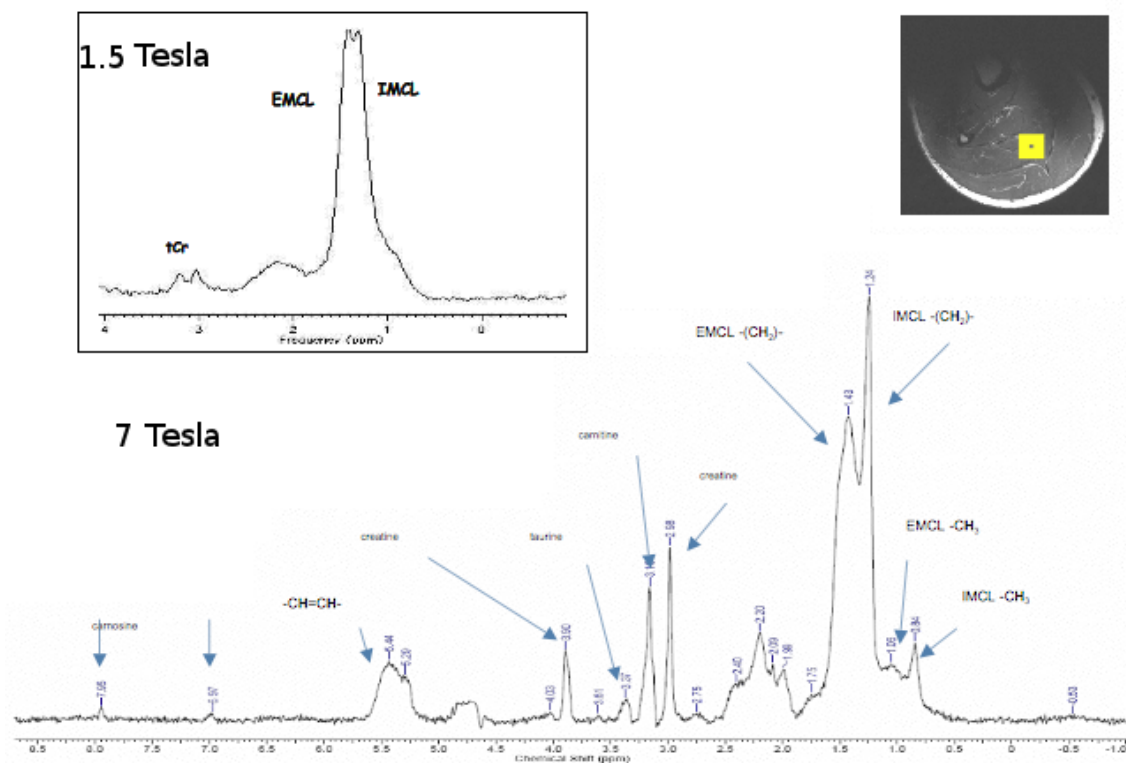


Figura 3.2. Esempio del guadagno in risoluzione spettrale ottenibile con il passaggio da 1.5 T a 7 T nel caso di spettroscopia protonica del muscolo nell'arto inferiore.

La figura 3.2 mostra infine la differenza tra il risultato di un esame di spettroscopia in risonanza magnetica (MRS, discussa in appendice A) con un campo a 1.5 T e 7 T. In quest'ultimo caso la migliorata risoluzione spettrale consente di distinguere il contributo di un numero maggiore di metaboliti, con conseguente aumento delle possibilità diagnostiche e di ricerca.

3.2 Principali difficoltà

L'utilizzo di un campo ultra alto, negli studi *in vivo* e in particolare sull'uomo, presenta numerosi problemi tra cui:

- disomogeneità del campo a radiofrequenza,
- aumento della dissipazione di energia nel sistema di ricezione e trasmissione,
- aumento della potenza necessaria per l'impulso RF.

3.2.1 Disomogeneità di campo

È ampiamente osservato che in un'immagine di risonanza magnetica della testa a campo alto o ultra alto (> 3 T) è presente una maggiore intensità del segnale nella parte centrale rispetto alla periferia. Quale sia la causa di questo fenomeno e soprattutto quale sia l'approccio corretto per risolverlo è tuttora argomento controverso, e pertanto qui sarà semplicemente data un'idea delle possibili cause del problema.

È noto che diversi fenomeni contribuiscono alla variazione dell'uniformità del segnale. Per un campo statico a 7 Tesla la lunghezza d'onda del campo RF nel vuoto è pari a 1 m, ed essendo la permittività elettrica $\epsilon_r \simeq 70$ in un campione biologico, la lunghezza d'onda nel mezzo risulta essere pari a circa 11 cm. Pertanto non è più possibile utilizzare l'approssimazione di campo vicino, in cui la fase del campo elettromagnetico è considerata costante nella regione di interesse, in quanto variazioni sostanziali di quest'ultima si osservano tra i vari punti del campione.

La prima conseguenza di questa osservazione è che se il sistema di trasmissione e ricezione è costituito da diversi elementi ognuno dei quali genera un campo magnetico (con una fase e un'ampiezza) la sovrapposizione di questi risulta in zone di interferenza costruttiva e zone di interferenza distruttiva all'interno del campione, con conseguente variazione dell'omogeneità del campo elettromagnetico. Questo effetto è quindi dovuto all'interazione tra il campione e il sistema di trasmissione e ricezione.

Il secondo effetto è la risonanza dielettrica, ovvero la formazione di modi di risonanza dovuti alle caratteristiche geometriche ed elettriche (ϵ_r) del campione. Queste risonanze si possono osservare anche in acqua pura, quindi con conducibilità nulla e costante dielettrica alta. Generalmente questi modi sono eccitati quando la lunghezza d'onda nel mezzo del segnale di eccitazione è dello stesso ordine di grandezza del campione stesso, dando origine a delle figure di interferenza generate dalla sovrapposizione dei campi trasmessi e riflessi all'interno dell'oggetto. Ogni campione può avere diverse frequenze di risonanza, che danno origine a diverse forme del campo risultante. Se oltre ad una costante dielettrica alta il campione presenta anche una conducibilità non trascurabile, i fenomeni di risonanza dielettrica vengono tuttavia smorzati e risultano meno evidenti. A differenza del caso precedente questo è un effetto intrinseco del campione, dovuto alla sua geometria, alle caratteristiche dielettriche e alla frequenza. Nei primi esperimenti di risonanza magnetica ad alto campo si riteneva che la risonanza dielettrica fosse la causa principale della disomogeneità di campo. Fortunatamente, si è osservato in seguito che essa ha un ruolo marginale in questo fenomeno, essendo smorzata dalla conducibilità,

mentre è dominante il contributo dell'interazione tra campione e sistema di trasmissione e ricezione. Occorre notare che se la risonanza dielettrica fosse il fenomeno dominante, non sarebbe possibile correggere l'uniformità del campo, in quanto sarebbe indipendente da come viene eseguita l'eccitazione del campione e la ricezione del segnale.

L'ultimo effetto che occorre citare è quello della lunghezza di penetrazione RF all'interno del corpo. In un materiale dielettrico con conducibilità non nulla si formano delle correnti parassite indotte dal campo magnetico oscillante che causano una riduzione di quest'ultimo spostandosi verso il centro del campione. In questo modo il segnale proveniente dalla periferia del campione risulta più intenso rispetto a quello proveniente dal centro. È opportuno notare che questo effetto porta a un risultato esattamente opposto rispetto ai due precedenti (ovvero una zona di bassa intensità centrale).

Sono tuttora in studio soluzioni a questo problema come gli *array* in trasmissione e lo *shimming* del campo B_1 . È comunque noto che l'utilizzo di un sistema di trasmissione indipendente dal sistema di ricezione risulta in un notevole miglioramento dell'omogeneità di campo. Come discusso nel capitolo seguente infatti è possibile utilizzare la stessa bobina RF per trasmettere e per ricevere il segnale, ma è possibile anche utilizzare in alternativa un trasmettitore e un ricevitore dedicato. Le caratteristiche differenti dei ricevitori e dei trasmettitori fanno sì che i primi siano particolarmente sensibili agli artefatti da lunghezza di penetrazione, mentre i secondi siano generalmente caratterizzati da interferenza costruttiva al centro del campione. In questo modo, separando la fasi di ricezione e trasmissione si osserva un bilanciamento tra i due effetti.

Poiché una trattazione dettagliata sul fenomeno della disomogeneità di campo esula dall'argomento di questo lavoro si rimanda alla letteratura per ulteriori approfondimenti [15, 14].

3.3 Dissipazione nel sistema di ricezione e trasmissione

Il sistema di trasmissione e ricezione può essere schematizzato in prima approssimazione come un circuito risonante RLC alla frequenza di Larmor. Come sarà discusso nel capitolo 5, la resistenza in questo circuito comprende tutte le sorgenti di dissipazione e cresce linearmente con il campo statico (per campi maggiori di 1.5 T). Questo si traduce in generale in una minore efficienza nella fase di trasmissione e in un maggiore rumore termico nella fase di ricezione.

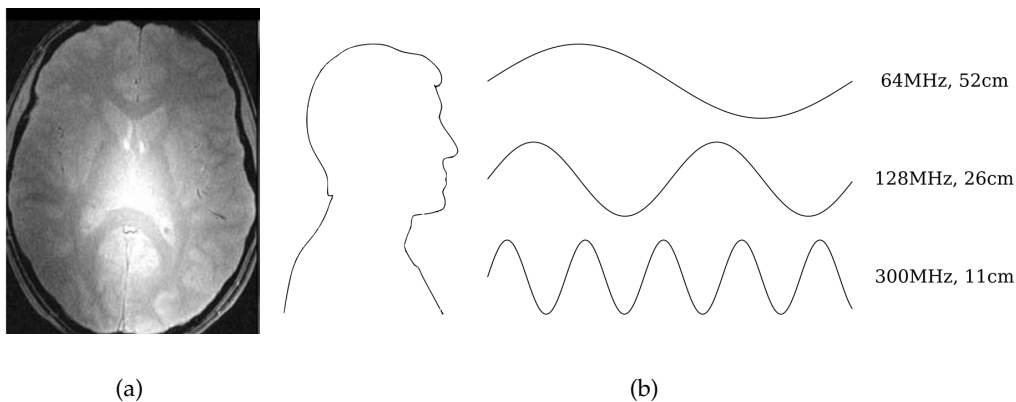


Figura 3.3. Esempio di disomogeneità di campo in un'immagine della testa a 7T (a) e confronto tra la lunghezza d'onda alle varie frequenze e la dimensione della testa umana (b)

3.4 Aumento della potenza necessaria per l'impulso RF

A causa della minore efficienza del sistema di trasmissione, la potenza necessaria per ottenere un certo valore del *flip angle* in un punto del campione cresce con il campo statico. I primi studi in proposito suggerivano che tale dipendenza fosse quadratica, ovvero che la potenza necessaria per originare un certo *flip angle* a 7 T fosse circa 50 volte maggiore della potenza necessaria (a parità di bobina) per un campo a 1 T. Essendo le potenze utilizzate normalmente dell'ordine del kW, tale andamento avrebbe reso impossibile o comunque problematico l'imaging a campo ultra alto. Studi recenti, sia tramite simulazioni [16] che tramite esperimenti a campo ultra alto [17], hanno invece dimostrato che tale dipendenza quadratica vale solo sino a 4 T, mentre oltre tale valore si osserva prima una regione lineare, seguita da una regione ad andamento decrescente oltre i 7 T.

CAPITOLO 4

Strumentazione in risonanza magnetica

In uno scanner per risonanza magnetica si individuano i seguenti elementi:

- il magnete statico,
- i gradienti,
- la console e l'elettronica,
- le bobine a radiofrequenza.

In questo capitolo saranno descritte brevemente tutte le parti dello scanner MRI, con particolare attenzione ai vari tipi di bobina a radiofrequenza.

4.1 Magnete principale

Esistono fondamentalmente tre tipi di magnete statico: magneti resistivi, magneti permanenti e magneti superconduttori. Sebbene in passato esclusivamente i primi due tipi di magnete siano stati utilizzati in MRI, la necessità di campi statici di almeno 1 T ha reso fondamentale l'utilizzo di magneti superconduttori, che rappresentano ora lo standard in risonanza.

Un magnete superconduttore è costituito da una serie di avvolgimenti in niobio-titanio (Nb-Ti) oppure niobio-stagno (Nb-Sn) raffreddati a temperatura inferiore a quella di ebollizione dell'elio liquido (4.24 K). Il criostato dell'elio è isolato dal calore esterno con un ulteriore criostato in azoto liquido (77 K). Poichè un superconduttore ha resistenza pressoché nulla, una volta generato il campo magnetico e raffreddato il conduttore sino alla fase superconduttiva non è necessario inserire altra potenza elettrica nel magnete, in quanto la corrente si mantiene stabile per tempi estremamente lunghi.

Le principali caratteristiche richieste ad un magnete superconduttore sono una alta omogeneità, stabilità temporale, basso campo generato esternamente e soprattutto costi di funzionamento più contenuti possibile.

Il campo statico ha normalmente un omogeneità spaziale di circa 5 parti per milione (ppm). Se un magnete ha un omogeneità di 5 ppm si intende dire che la massima variazione dal valore medio del campo magnetico è di 5 ppm in tutto il volume utile. Poichè il campo grezzo di un magnete non è mai così omogeneo, per ottenere questi risultati si utilizzano due approcci: lo *shimming* attivo, che consiste nell'utilizzare delle bobine

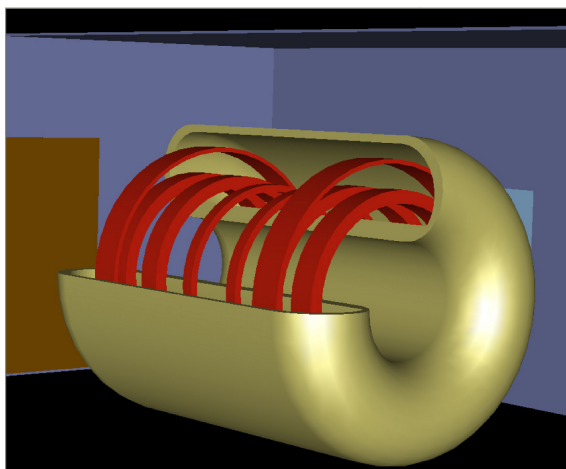


Figura 4.1. Esempio di come si potrebbe presentare la struttura di un magnete principale e delle bobine di *shimming* attivo (quelle con raggio maggiore).

in cui è possibile far variare la corrente per generare un campo correttivo, e lo *shimming* passivo, ovvero l'utilizzo di pezzi di materiale ferromagnetico all'interno dello scanner. Tra le varie sorgenti di disomogeneità di campo vi è anche il paziente, quindi in genere uno *shimming* automatico viene eseguito prima della scansione.

La presenza di un campo magnetico esternamente allo scanner è invece un problema grave, soprattutto con alti campi. Questo può essere risolto con una schermatura attiva o passiva. Una schermatura passiva si ottiene semplicemente ponendo il magnete in una stanza con pareti in materiale ferromagnetico. Una schermatura attiva invece richiede una struttura aggiuntiva di avvolgimenti superconduttori esterna al magnete principale e capace di produrre un campo opposto a quello generato dal magnete stesso. In questo modo si riduce enormemente il campo esterno, ma anche il campo internamente al magnete. Per questo motivo la schermatura attiva non viene usata attualmente a campi ultra alti.

I disegni dei magneti superconduttori, sebbene tipicamente proprietari, consistono in genere in una combinazione di avvolgimenti di lega superconduttrice in una matrice di rame, per assorbire il calore in caso di surriscaldamento e proteggere i cavi superconduttori. La disposizione dei diversi avvolgimenti segue il principio della coppia di Helmholtz, ovvero due spire (in questo caso due avvolgimenti) identiche poste ad una certa distanza e percorse da una corrente nello stesso verso. In questo modo si ha, in uno sviluppo in serie di potenze del campo magnetico, l'annullamento per simmetria di tutti i termini

dispari e si può annullare il termine quadratico scegliendo una distanza tra i loop pari al loro raggio. In questo modo rimangono solo il termine costante (che si vuole mantenere) e i termini pari dall'ordine quarto in poi, annullabili con l'aggiunta di ulteriori spire (o in questo caso avvolgimenti).

4.2 Bobine gradiente

Come si è visto nei capitoli precedenti è necessario avere a disposizione tre campi gradiente nelle tre direzioni ortogonali per codificare l'informazione spaziale. Il gradiente lungo z è simile alla coppia di Helmotz, ma in questo caso la corrente nei due loop scorre in verso opposto e si parla quindi di coppia di Maxwell (fig. 4.2c). Si annullano così il termine costante e tutti i termini di ordine pari. Fissando la distanza tra i loop a $\sqrt{3}$ volte il raggio si annulla il termine cubico, e gli altri sono annullati aggiungendo ulteriori coppie (fig. 4.2d). I gradienti trasversali invece sono generalmente coppie di Golay, ovvero due bobine "a sella" percorse da corrente opposta in verso (figura 4.2a). Anche in questo caso, variando opportunamente gli angoli di apertura e la distanza, si annulla il termine cubico, mentre quelli pari sono annullati per simmetria. Per migliorare la linearità, eliminando i termini di ordine superiore, si aggiungono ulteriori coppie (figura 4.2b).

Per quanto riguarda i requisiti per una bobina gradiente si osserva, rispetto al caso del magnete che genera il campo statico, una certa dipendenza dall'applicazione. Questo perchè in generale i gradienti funzionano meglio con un *FOV* ristretto. Pertanto, per applicazioni come ad esempio la testa umana è spesso conveniente utilizzare un gradiente dedicato piuttosto che il gradiente per l'intero corpo umano. In generale, un gradiente deve avere bassa induttanza, bassa resistenza, alto campo generato per unità di corrente, buona uniformità, bassa interazione con gli altri elementi dello scanner e basse correnti parassite indotte. Alcuni di questi requisiti sono strettamente legati. Un altro parametro è il *duty cycle*, ovvero la percentuale di tempo in cui il gradiente può stare acceso, che dipende fortemente dal calore generato dalla bobina il quale è ovviamente proporzionale alla resistenza. Quest'ultima è proporzionale alla lunghezza totale dei conduttori, che è legata all'induttanza. A sua volta, una induttanza bassa (e quindi di conseguenza un buon *duty cycle* e una bassa resistenza), implica in generale una maggiore efficienza.

Una nota particolare deve essere fatta per quanto riguarda le correnti parassite, in quanto sono all'origine di due importanti problemi. Innanzitutto, la presenza di correnti che si oppongono alla variazione di flusso generata dal gradiente causano distorsioni e

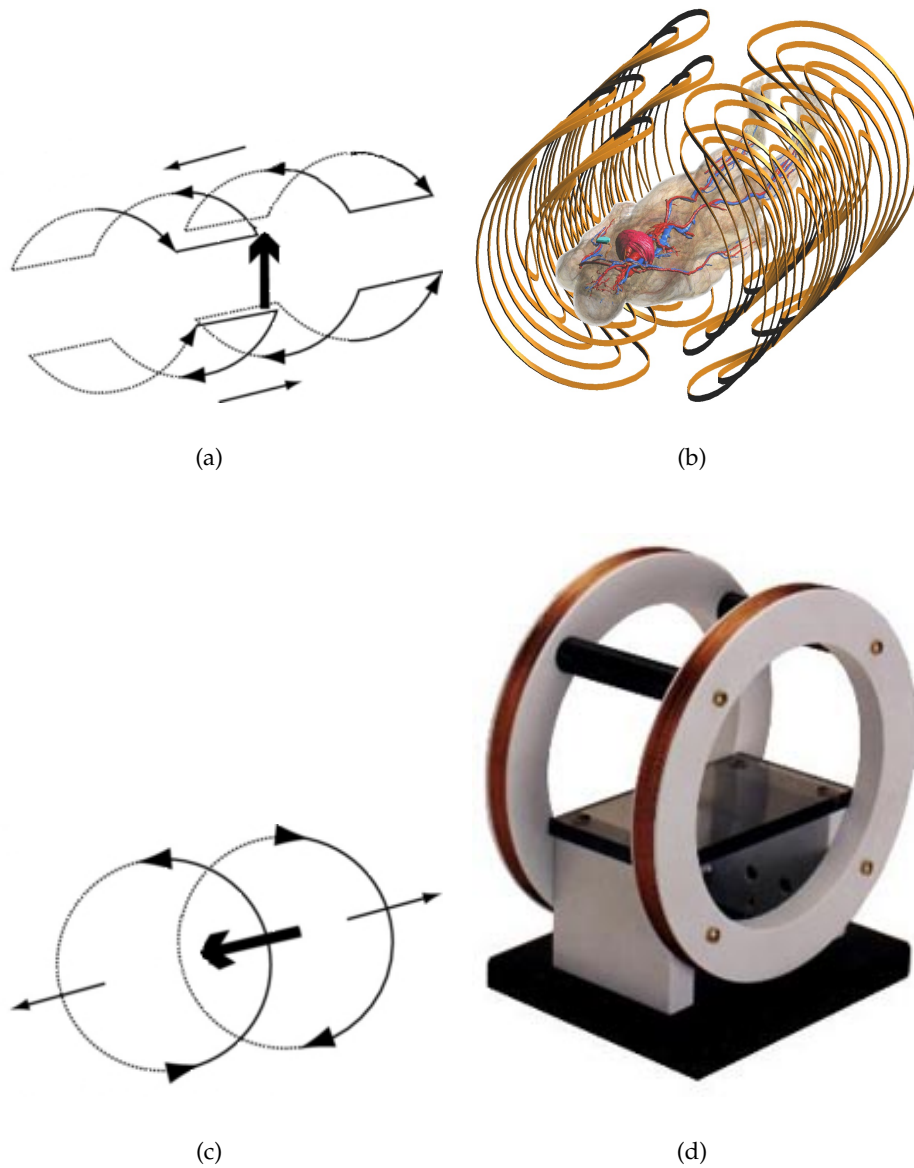


Figura 4.2. Esempi di bobine gradiente: un esempio semplificato (a) e uno più realistico (b) di gradiente trasversale; un esempio semplificato (c) e uno reale (d) di gradiente assiale.

ritardi nel campo del gradiente stesso, che si traducono generalmente in artefatti nell'immagine finale. Il secondo problema sono le correnti indotte all'interno del paziente, che possono causare stimolazione nervosa e riscaldamento dei tessuti. Occorre quindi trovare un compromesso tra i veloci tempi di salita richiesti e la necessità di minimizzare le correnti parassite. È possibile osservare che mantenendo il campo gradiente al massimo, a parità di tempo di salita si può minimizzare il $\partial B/\partial t$ minimizzando il FOV. Questo, insieme al fatto che si dimostra che l'energia immagazzinata nel gradiente è proporzionale al raggio del FOV alla quinta, è il motivo per cui conviene sempre minimizzare le dimensioni dei gradienti adattandole all'applicazione.

4.3 Console ed Elettronica

Prima di passare a discutere i problemi particolari dell'alto campo e delle bobine a radiofrequenza, è opportuna una breve panoramica della console e dell'elettronica dello scanner, in quanto è funzionale alla parte sperimentale di questo lavoro.

Con riferimento alla fig. 4.3, possiamo individuare i seguenti elementi fondamentali: una console (11) da cui l'operatore può scegliere la sequenza da eseguire e i parametri appropriati tramite il software di acquisizione; un programmatore di impulso (4) che è collegato al sistema di gradienti, alla parte del circuito dedicata alla trasmissione RF (1, 2, 3, 5) e alla parte di ricezione (7,8,9,10); il *duplexer* (6), noto anche come *T/R switch*, che svolge il delicato compito di convogliare l'output della bobina verso la parte di ricezione e l'output dell'amplificatore verso la bobina, evitando assolutamente che l'alta tensione dell'amplificatore danneggi la sensibilissima catena di ricezione. Naturalmente nella fig. 4.3 compaiono anche il magnete, i gradienti e la bobina a radiofrequenza (supposta per ora unica per le fasi di ricezione e trasmissione).

Nella catena di trasmissione, il sintetizzatore (1) ha il compito di generare un segnale oscillante molto pulito dal rumore e molto stabile, alla frequenza di Larmor del nucleo sotto esame. La fase del segnale è regolata dal *phase shifter* (2). Il segnale a questo punto viene diviso tra la parte di modulazione e amplificazione e quella di ricezione, in cui viene utilizzato per demodulare il segnale in uscita. Per generare un segnale pulsato della forma desiderata, il programmatore di impulsi agisce sul "*pulse gate*" che è rappresentato nel diagramma a blocchi come un interruttore, ma può generalmente essere un circuito complesso. Il segnale, impulsato e con la forma desiderata raggiunge quindi l'amplificatore (5), dove viene portato ad avere potenze molto alte, anche dell'ordine del kW.

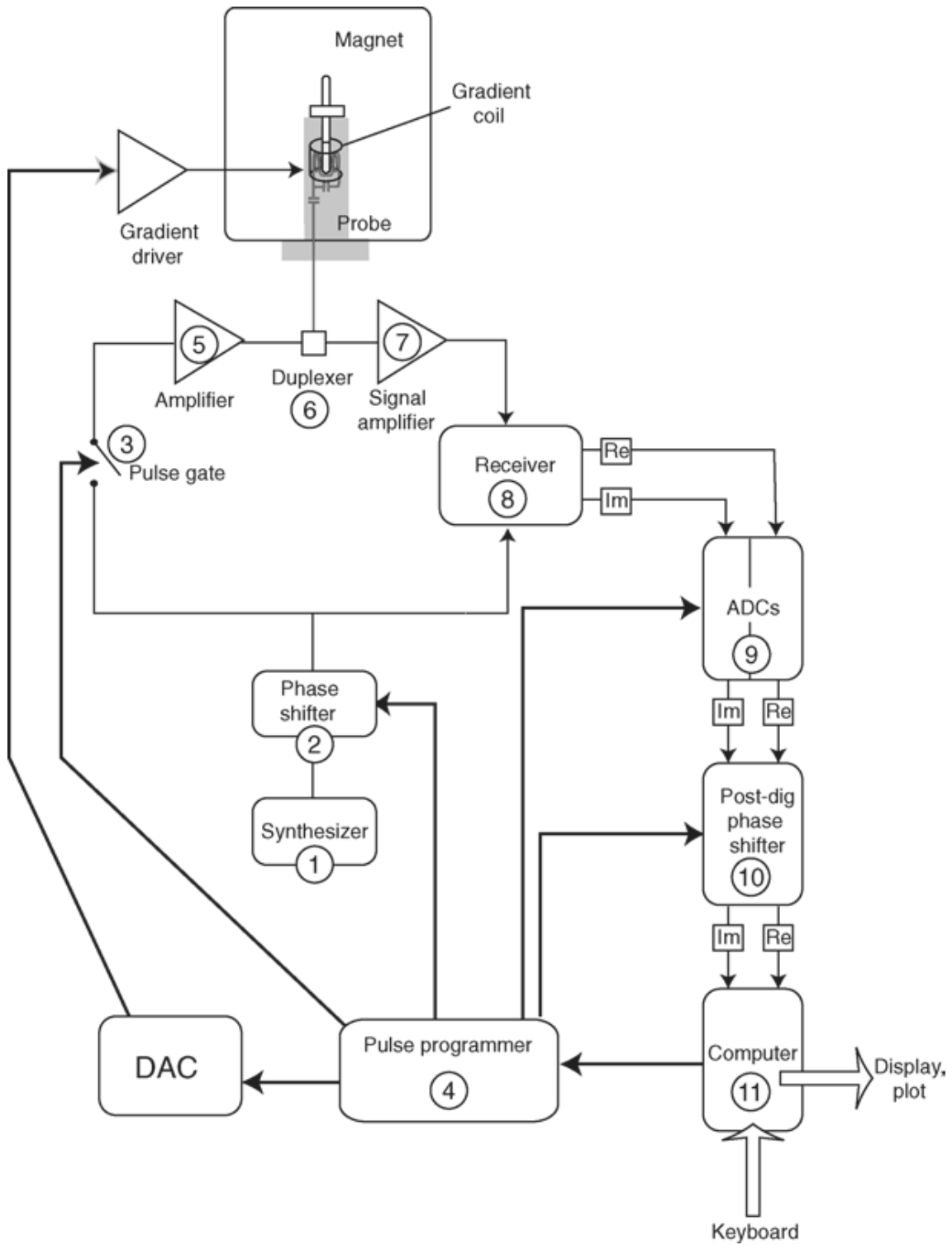


Figura 4.3. Diagramma a blocchi di uno scanner MRI, tratto da [12], pag. 81.

Per quanto riguarda la catena di ricezione, innanzitutto il segnale deve essere amplificato (7) e questo compito è svolto da un preamplificatore. Questo elemento, come si vedrà in seguito, deve contribuire il meno possibile al rumore della catena di ricezione, in quanto il segnale in ingresso è estremamente debole. In seguito il segnale, viene demodulato dal ricevitore (8), il quale combina l'output del sintetizzatore con l'output della bobina per ottenere un segnale la cui frequenza è pari alla differenza tra la frequenza dei due segnali. Il procedimento utilizzato è sostanzialmente lo stesso che si utilizza nelle comuni radio, in cui il segnale demodulato è nel range dell'udibile (kHz) mentre le modulazioni sono attorno ai 100 MHz. Il segnale così demodulato può essere convertito in digitale (9) da un ADC (*Analog to Digital Converter*). Il passo di campionamento dell'ADC è responsabile della larghezza di banda del sistema di ricezione (paragrafo 2.3, equazione 2.17). L'ultimo elemento prima che il segnale torni alla console per essere processato è il *signal phase shifter* (10), che può variare la fase del segnale in ingresso, secondo quanto viene richiesto dal programmatore di impulsi. Per ulteriori dettagli riguardo questo argomento si rimanda al capitolo sull'hardware del testo di M.Levitt [12].

4.4 Bobine a Radiofrequenza

La bobina a radiofrequenza è l'elemento dello scanner responsabile dell'eccitazione del campione e della rivelazione del segnale da esso generato. La fase di trasmissione dell'impulso RF e quella di ricezione del segnale possono essere svolte dalla stessa bobina o da due bobine distinte. Quando è possibile, compatibilmente con la situazione sperimentale, quest'ultima soluzione è preferibile in quanto le richieste per una bobina ottimale sono diverse nelle due fasi: mentre in trasmissione è importante l'uniformità del campo magnetico, in ricezione è richiesta principalmente una maggiore sensibilità in una particolare zona di indagine. Maggiori dettagli sulle differenze tra queste due configurazioni di trasmissione e ricezione saranno poi discussi nel paragrafo 5.1.1.

A differenza degli altri elementi dello scanner per risonanza magnetica, il sistema di trasmissione e ricezione deve essere appositamente progettato per le varie applicazioni, se si vuole massimizzare la qualità delle immagini. Ad esempio, per quanto riguarda in particolare la ricezione, si cerca di avere sempre la bobina più vicina e conforme possibile all'anatomia del distretto anatomico in esame in modo da massimizzare il rapporto segnale rumore. Generalmente uno scanner è equipaggiato con un'ampia varietà di bobine per permettere acquisizioni ottimali per ogni tipo di applicazione.

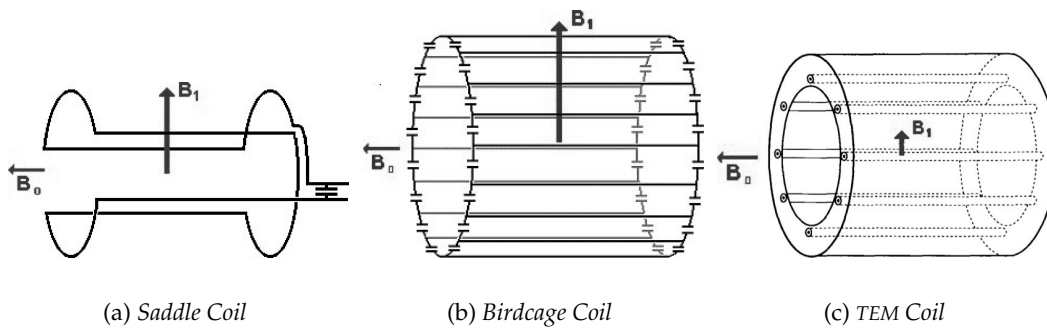


Figura 4.4. Esempi di bobine di volume.

4.4.1 Bobine di volume

È possibile dimostrare che un cilindro conduttore infinito percorso da una corrente che varia sinusoidalmente lungo l'angolo azimutale presenta al suo interno un campo magnetico trasverso e uniforme. Naturalmente, non è possibile in pratica costruire una simile distribuzione continua, ma solo approssimazioni discrete. In linea di massima possiamo dire che tutti i risonatori di volume sono approssimazioni di questo sistema. Il numero di punti in cui tale distribuzione sinusoidale viene approssimata distingue le varie bobine.

Ad esempio, la "bobina a sella", indicata in seguito come *saddle coil* e schematizzata in fig. 4.4(a), è uno dei disegni più semplici e approssima la distribuzione sinusoidale in sei punti, di cui due sono i punti a corrente nulla dati dal piano di simmetria. Combinando un certo numero di *saddle coil*, ruotate e sfasate opportunamente, si ottiene la più diffusa tra le bobine di volume, denominata *birdcage* [18] per la sua forma caratteristica, schematizzata in figura 4.4(b). Un altro disegno, con numerose affinità e differenze rispetto alla *Birdcage* è la bobina a campo elettromagnetico trasverso, denominata *Transverse ElectroMagnetic (TEM)* e mostrata in fig. 4.4(c), che sarà uno dei modelli realizzati in questo lavoro di tesi.

Birdcage e TEM presentano numerose analogie e differenze. Innanzitutto, in entrambi i casi è presente una struttura di bastoncini o strisce verticali, dette *leg*, due anelli conduttori al termine delle *leg* (detti *end ring*) e uno scudo. Lo scudo, che è opzionale nel caso della *birdcage*, è un elemento conduttore che fornisce il percorso per la corrente di ritorno nella TEM. La funzione principale dello scudo è comunque quella di agire come una gabbia di Faraday schermando la bobina dalle interazioni con l'esterno e diminuendo il campo irraggiato con le perdite radiative connesse. Una differenza fondamentale tra le

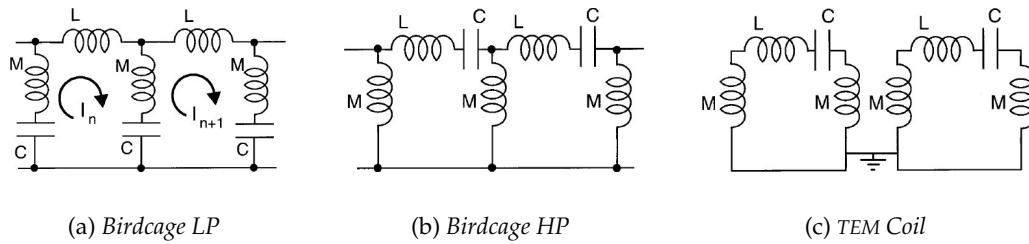


Figura 4.5. Circuiti delle *Birdcage* e della TEM.

due bobine è che mentre nella *birdcage* due elementi (*mesh*) vicini condividono una *leg*, nella TEM le *mesh* sono elettricamente (ma non magneticamente) indipendenti tra loro, come si vede osservando lo schema circuitale in fig. 4.5. Infatti, mentre nella *Birdcage* la corrente scorre esclusivamente nelle *leg* e negli *end ring*, nella TEM non c'è una corrente circolante negli *end ring* ma solo tra *leg* e scudo.

Tuttavia, nonostante le differenze circuitali, gli spettri di una bobina tipo TEM e tipo *birdcage* è molto simile, in quanto a determinarli è principalmente la loro struttura periodica [19].

Per quanto riguarda la *birdcage*, esistono tre tipi di realizzazioni, che si differenziano per la posizione dei condensatori. Si parla di *birdcage* passa alto (HP) quando i condensatori sono sugli *end ring* e passa basso (LP) se i condensatori sono sulle *leg*. Se i condensatori sono in entrambe le posizioni si parla di passa banda. Come mostrato da J. Tropp, in particolare [19, 20], è possibile risolvere lo spettro di una *birdcage* o di una TEM tramite la soluzione di un problema variazionale. L'ipotesi alla base di questo calcolo è che sia possibile interpretare la *birdcage* o la TEM come un circuito a parametri concentrati, associando ad ogni *mesh* una capacità, un induttanza ed, eventualmente, una resistenza. Sebbene questa ipotesi possa sembrare banale, in realtà presuppone che la lunghezza d'onda in questione sia molto grande rispetto alle dimensioni della bobina. Questo non è necessariamente vero ad alta frequenza, ma è ancora possibile utilizzare questo tipo di approccio, tenendo conto del fatto che la sua accuratezza peggiora con l'aumentare della frequenza.

Possiamo dare un'idea di come si determina lo spettro di queste bobine, rimandando agli articoli [19, 20] per ulteriori dettagli. Innanzitutto occorre scrivere una Lagrangiana in cui la parte cinetica T contiene la componente induttiva dell'energia, mentre la parte potenziale V contiene la componente capacitiva. La forma dei vari termini è quello che

	T	V
<i>Birdcage LP</i>	$\sum \left[\frac{LI_n^2}{2} + \frac{M(I_n - I_{n+1})^2}{2} \right] + \sum_{n \neq k} \frac{M_{nk} I_n I_k}{2}$	$\frac{s^2 C}{2} \sum (I_{n+1} - I_n)^2$
<i>Birdcage HP</i>	$\sum \left[\frac{LI_n^2}{2} + \frac{M(I_n - I_{n+1})^2}{2} \right] + \sum_{n \neq k} \frac{M_{nk} I_n I_k}{2}$	$\frac{1}{2s^2 C} \sum I_n^2$
TEM	$\sum \frac{(L+2M)I_n^2}{2} + \sum_{n \neq k} \frac{M_{nk} I_n I_k}{2}$	$\frac{1}{2s^2 C} \sum I_n^2$

Tabella 4.1. Modelli dell'energia induttiva (T) e capacitiva (V) dei circuiti considerati.

distingue i vari tipi di bobina. Ad esempio, una *birdcage LP* e *HP* avranno la stessa parte magnetica, in quanto l'accoppiamento tra le *mesh* è lo stesso, ma avranno una diversa parte capacitiva, mentre la TEM avrà la stessa parte capacitiva della *birdcage HP* e una parte induttiva che differisce dalla *birdcage* per l'assenza della leg in comune tra le varie *mesh*. Rimandando a [19, 20], per ulteriori dettagli, la tabella 4.1 mostra la forma dei vari termini, dove $s = i\omega$, M_{nk} è la mutua induttanza tra le *mesh* (n e k), L e M sono i contributi degli *end ring* e delle *leg* all'autoinduttanza della singola *mesh*.

A questo punto applicando una trasformata di Laplace e le equazioni di Eulero-Lagrange con la corrente nella *mesh* n -esima come variabile indipendente. Si ottiene in questo modo, dopo alcuni passaggi algebrici, gli spettri delle bobine:

$$\begin{aligned}
\text{LP:} \quad \omega_j^2 &= \frac{2\omega_a^2 [1 - \cos(2\pi j/N)]}{1 + S_j}, \\
\text{HP:} \quad \omega_j^2 &= \frac{\omega_a^2}{1 + S_j}, \\
\text{TEM:} \quad \omega_j^2 &= \frac{\omega_a^2}{1 + S_j},
\end{aligned} \tag{4.1}$$

dove:

$$S_j = \xi_{1, N/2+1} \cos(\pi j) + 2 \sum_{k=1}^{N/2-1} \xi_{1, 1+k} \cos[2\pi j k/N]. \tag{4.2}$$

Il parametro ω_a è la frequenza di risonanza della singola *mesh* e $\xi_{m,n}$ sono i coefficienti di accoppiamento: in tutti e tre i casi per $k \geq 2$ si ha $\xi_{n,k} = Mn, n+k/(L+2M)$, mentre l'accoppiamento tra *mesh* vicine per le *birdcage* è $\xi_{n,n+1} = (M_{n,n+1} - M)/(L+2M)$, mentre per la TEM è $\xi_{n,n+1} = M_{n,n+1}/(L+2M)$.

Al variare di j le equazioni (4.1) forniscono le frequenze dei vari modi delle bobine in esame. Ad ogni modo di risonanza di una bobina di volume corrisponde una particolare distribuzione delle correnti nelle *leg* e di conseguenza una diversa forma del campo

magnetico generato. È infatti possibile osservare dalla trattazione svolta che la corrente nelle *leg*, è:

$$I_n = I_0 \cos\left(\frac{\pi kn}{N} + \phi\right) \quad (4.3)$$

dove $1 \leq n \leq 2N$ è l'indice relativo alla *leg*, $1 \leq k \leq N$ è l'indice relativo al modo, e $2N$ è il numero di *leg*, mentre ϕ è una fase che dipende dal punto in cui si esegue l'alimentazione. Si vede come tutti i modi siano equivalenti a onde stazionarie nell'ampiezza della corrente lungo l'angolo azimutale. In particolare, per $k = 1$ le $2N$ correnti campionano una sinusoide completa, per $k = 2$ campionano due sinusoidi, per $k = 3$ tre sinusoidi e così via per i modi superiori sino a $k = N$ che corrisponde al minimo campionamento possibile, ovvero una *leg* campiona un massimo e la successiva un minimo. Pertanto, il modo $k = 1$ corrisponde alla distribuzione di corrente necessaria per avere il modo omogeneo, le altre sono invece simili ad armoniche superiori, come mostra la fig. 4.6. Notare anche che l'unico modo che non è nullo al centro è il modo omogeneo.

La trattazione finora svolta non consente di calcolare il cosiddetto modo di *end ring* nel caso della *birdcage* o il *modo di ciclotrone* per la TEM. Questo modo, corrisponde a una corrente che scorre negli *end ring* e che produce quindi un influente campo diretto lungo la direzione del campo statico (nel caso della *birdcage*) o a una distribuzione uniforme di correnti nelle *leg* per la TEM. Questo modo è a frequenza nulla nella *birdcage LP*, è il modo a frequenza più alta nella *birdcage HP* ed è quello a frequenza più bassa nella TEM. Nella *birdcage HP* è sdoppiato in quanto la corrente può scorrere in fase o in controfase nei due *end ring*, dando origine a un modo gradiente e a un modo Helmholtz [21]. Il campo generato da questi modi spuri è nullo al centro della bobina, come mostra la fig. 4.6. Nel caso della *birdcage* il motivo di ciò è che il campo generato è lungo la direzione longitudinale, mentre nel caso della TEM è perché l'interferenza tra i campi generati dalle varie *leg* è distruttiva al centro. Pertanto è molto facile individuare quale sia il modo omogeneo semplicemente con una spira di test al centro della bobina. Il fatto che solo il modo omogeneo sia presente al centro implica anche che è il più sensibile al carico, in quanto il campione è generalmente posto al centro della bobina.

Occorre notare dalle equazioni (4.1) che nel caso della TEM si trova che lo spettro è identico a quello di una *birdcage HP* ma l'indice dei modi è adesso da leggere al contrario (ovvero, il modo 1 è quello ad alta frequenza per la *birdcage HP*, mentre è quello a più bassa frequenza per la TEM), a causa del diverso segno nel coefficiente di accoppiamento.

Dalla trattazione ora descritta si deduce che in un risuonatore *birdcage* o TEM sono presenti N modi, che risultano tra loro degeneri a due a due, più un modo di ciclotrone,

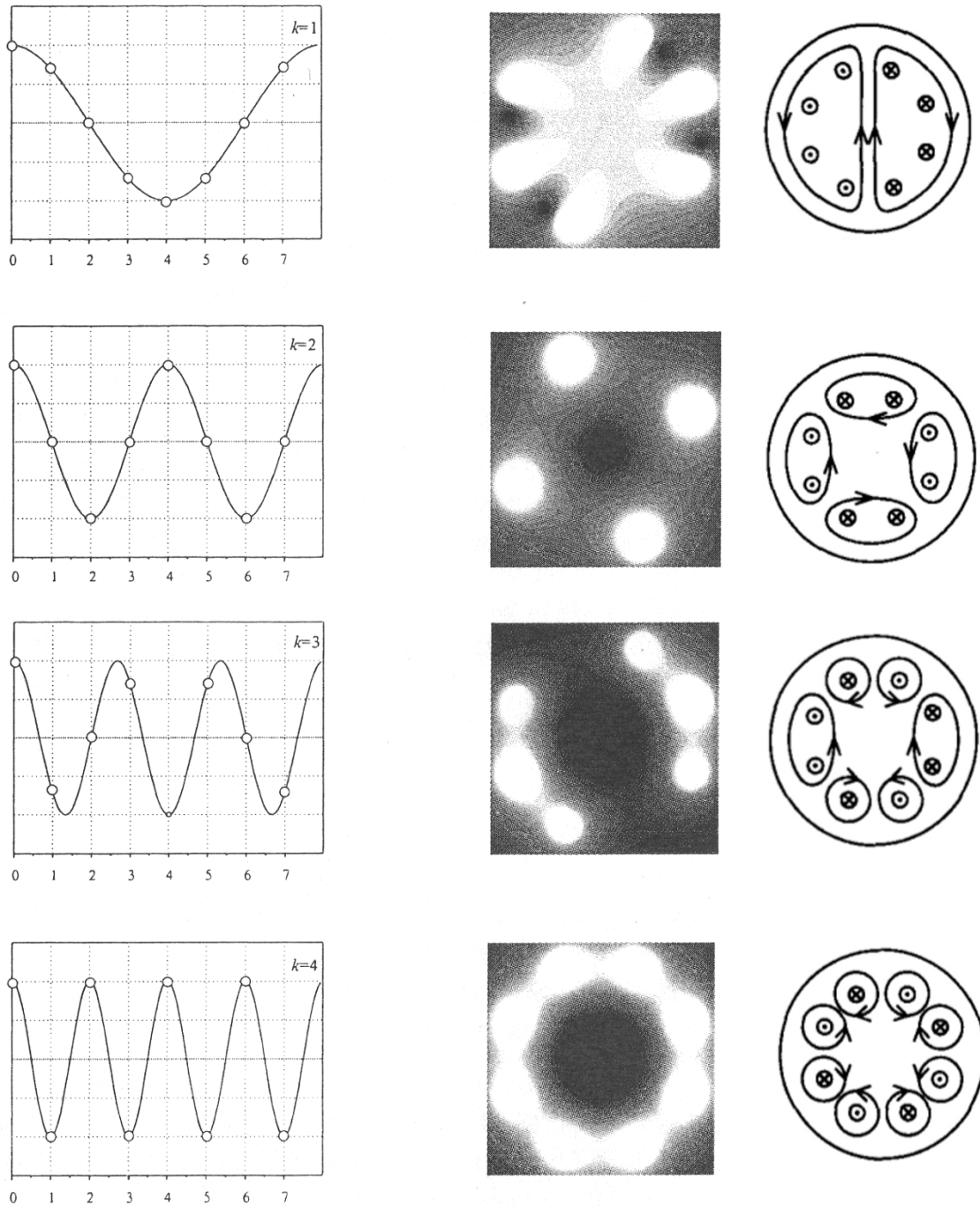


Figura 4.6. Correnti e campi per i modi di una *birdcage* o di una TEM. Nei grafici sulla sinistra lungo l'asse orizzontale è presente il numero della *leg*, nell'asse verticale la corrente che in esse scorre. Si osserva come ad ogni modo di risonanza corrisponde una periodicità delle correnti.

eventualmente sdoppiato nel caso *birdcage* HP. Pertanto, visualizzando con un apposito strumento (ovvero il VNA descritto nel paragrafo 5.3.1) lo spettro di una *birdcage* HP saranno visibili (idealmente) $N/2+2$ modi, mentre solo $N/2$ saranno visibili in una LP. In una TEM invece saranno visibili $N/2+1$ modi. Ad esempio quindi, una *birdcage* HP con 16 *leg* avrà in totale 10 modi visibili, degeneri a due a due, e il terzultimo modo contando dalle basse frequenze è quello a cui corrisponde un campo omogeneo trasversale (occorre però fare attenzione al modo Helmutz, che non sempre è visibile). In una LP con 16 *leg* saranno visibili invece 8 modi e il primo contando dal basso è quello omogeneo. Nella TEM con 16 elementi invece avremo 9 modi e quello a cui corrisponde un campo omogeneo è il secondo contando dal basso.

Questa trattazione suggerisce anche un metodo per la costruzione di una *birdcage* o TEM. Infatti, se si misura l'induttanza di singola *mesh* e i parametri ξ è possibile scegliere la capacità corretta per ottenere la frequenza desiderata, nota dalle formule appena descritte la frequenza di risonanza del modo omogeneo corrispondente. La misura diretta dei coefficienti di accoppiamento è piuttosto complicata, ma si può eseguire un calcolo teorico del loro valore nota la geometria. Questo metodo è stato infatti utilizzato nella costruzione della TEM, implementando in uno script MATLAB le formule ora descritte e il calcolo dei coefficienti di accoppiamento. Nel caso della *birdcage*, sono disponibili numerosi programmi che implementano questo sviluppo teorico o altri analoghi, tra cui [22].

È interessante infine notare cosa succede nel caso in cui la simmetria tra le *leg* non sia perfetta. Questo problema è stato studiato da J.Tropp [23] per quanto riguarda la *birdcage*, ma gli stessi risultati possono essere applicati al caso TEM. Da tale trattazione risulta che nel caso si perturbi la *birdcage* si osserva la perdita della degenerazione dei modi. Questo sdoppiamento dei modi porta ad avere due modi $k = 1$ il cui campo è tra loro ortogonale. Da tale lavoro si deduce anche che la perturbazione di tutte le *leg* (ad esempio variando leggermente la capacità) è sempre equivalente a una perturbazione in due punti. Infine, un altro risultato importante di tale lavoro è che è possibile rimuovere la perturbazione, recuperando la simmetria completa, con un'ulteriore perturbazione posta ad un angolo azimutale di $\pi/2$ dalle prime due perturbazioni. Come si vedrà nella parte pratica è pertanto possibile recuperare la simmetria misurando lo sdoppiamento e calcolando da questo il valore delle capacità necessarie, mentre la loro posizione si ricava dall'orientazione del campo nei due modi sdoppiati.

4.4.2 Bobine di superficie

Le bobine di superficie sono generalmente utilizzate quando si intende massimizzare il rapporto segnale rumore in una zona di interesse ristretta. Sono sempre risuonatori in cui il campo trasmesso, così come la sensibilità al campo ricevuto, mostra forte disomogeneità e localizzazione spaziale, ma questa è probabilmente l'unica caratteristica comune a tutte le bobine di superficie. Infatti, esiste un numero enorme di possibili configurazioni, ognuna con un particolare campo di applicazione. La fig. 4.7 mostra alcuni esempi. In questo lavoro di tesi saranno trattate bobine *single loop*, bobine "a figura di otto" (FO8) e microstriscia. La scelta del modello della bobina e delle sue dimensioni è dettata principalmente dall'applicazione, poiché differenti design hanno differenti campi di vista e profili di segnale, occorre scegliere la struttura che garantisca il migliore adattamento tra la forma del campo generato e l'anatomia in esame.

Una volta stabilito il modello e le dimensioni della bobina che si vuole utilizzare per una particolare applicazione occorre valutare se e come è possibile renderlo compatibile con la frequenza di lavoro. Infatti, occorre prestare attenzione affinché la bobina abbia una bassa induttanza per evitare autorisonanze vicine alla frequenza di lavoro e affinché i condensatori non abbiano una capacità tale da presentare una bassa impedenza e quindi un alto voltaggio ai loro capi (che genererebbe un forte campo dissipativo). È inoltre necessario (per bobine non microstriscia) mantenere al solito la lunghezza dei conduttori inferiore a $\lambda/20$ per evitare irraggiamento. Per diminuire la lunghezza dei conduttori è necessario aumentare il numero di condensatori, ma questo vorrebbe dire aumentarne il valore di capacità (in quanto generalmente sono in serie) e quindi diminuire l'impedenza ad essi associata. Generalmente si cerca di avere contemporaneamente condensatori di valore tale da avere impedenza vicina ai 50Ω e lunghezza dei conduttori minore di $\lambda/20$.

Un problema delle bobine di superficie è la limitatezza del loro FOV, anche nella direzione del piano della bobina. Infatti la minimizzazione dell'induttanza implica in generale una riduzione nella dimensione massima della bobina, e questa richiesta è particolarmente limitante a campo ultra alto. Per ovviare a questo problema e ottenere quindi la sensibilità di una *single loop* su un volume più ampio si possono utilizzare combinazioni di bobine di superficie nella configurazione detta *phased array*. Questa configurazione permette di avere ottimo SNR su un FOV anche piuttosto esteso, ma presenta una notevole difficoltà costruttiva in quanto ogni canale deve avere un preamplificatore e un ricevitore indipendente. Per questo lavoro di tesi è stato costruito un *phased array* a 4 elementi, che sarà illustrato nel capitolo 8. Il problema principale in un *phased array*, oltre

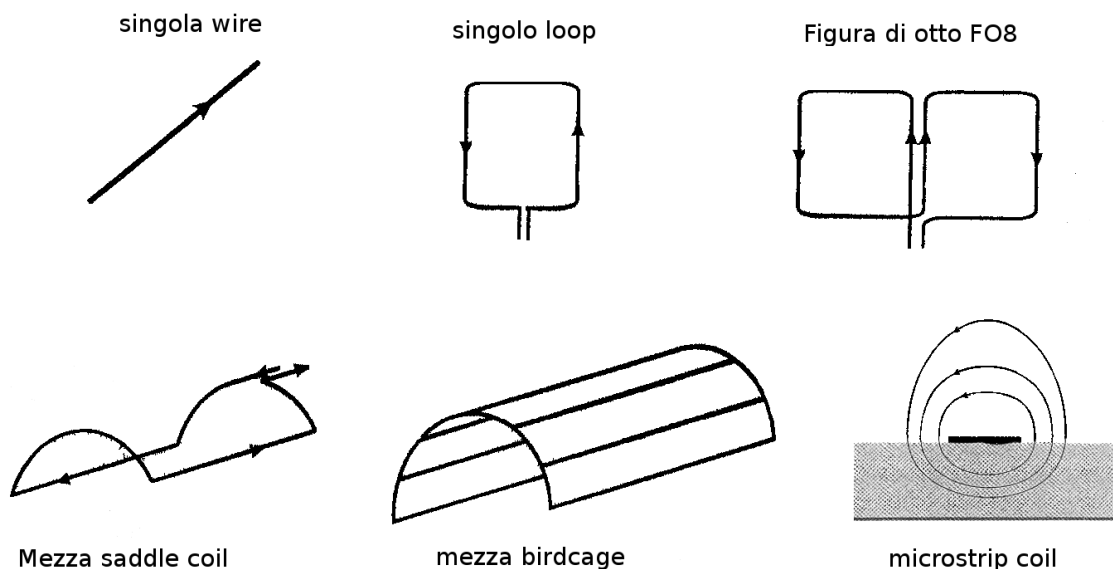


Figura 4.7. Alcuni esempi di bobine di superficie.

alla parte riguardante la preamplificazione, è l'accoppiamento tra i canali che causa uno sdoppiamento dei modi di risonanza dei due canali in altri due modi centrati attorno alla frequenza di risonanza e con separazione proporzionale all'accoppiamento. Questo fenomeno porta naturalmente alla completa perdita di sensibilità della bobina. Per gli elementi adiacenti del *phased array* è possibile minimizzare l'accoppiamento tramite sovrapposizione parziale e conseguente azzeramento della mutua induttanza. Per gli elementi non adiacenti, si minimizza l'accoppiamento tramite l'uso di preamplificatori di bassa impedenza, con il metodo sviluppato da P. Roemer [24] che sarà descritto nella parte sperimentale.

4.4.3 Bobine multinucleari

In molti casi la bobina a radiofrequenza deve trasmettere e ricevere il segnale di altri nuclei diversi dall'idrogeno. È quindi necessario sviluppare bobine con frequenze di risonanza multiple.

Come nel caso dell'idrogeno, anche le bobine multinucleari possono essere usate in sola trasmissione, sola ricezione o trasmissione/ricezione. I modelli di bobine di volume discussi in precedenza (TEM e *birdcage*) sono adattabili al caso multinucleare, e lo stesso vale per le bobine di superficie. La presenza del canale del protone è richiesto negli esperimenti di tipo spettroscopico per il posizionamento e lo *shimming* (in quanto gli altri

nuclei non hanno generalmente segnale sufficientemente alto) e per associare un immagine anatomica a quella funzionale. Perchè questo sia possibile le due bobine devono condividere lo stesso campo di vista.

Esistono fondamentalmente due tipi di bobine multinucleari: a singolo elemento e a più elementi indipendenti. Nel primo caso è presente un singolo canale in ingresso e la bobina ha due modi di risonanza che possono essere utilizzati alternativamente. Nel secondo caso sono presenti più bobine disaccoppiate ognuna con un canale in ingresso e una rete di *matching* separata. In questa configurazione è possibile eseguire l'acquisizione in parallelo delle informazioni alle due frequenze, ma occorre porre particolare attenzione al disaccoppiamento tra i canali.

Il metodo utilizzato in questo lavoro di tesi per disaccoppiare i due canali consiste nell'inserimento di un *trap circuit* in serie alla bobina del fosforo. Un *trap circuit* è semplicemente un circuito LC parallelo, risonante alla frequenza del loop d'idrogeno, e che quindi a tale frequenza si comporta come un circuito aperto, bloccando di fatto la corrente indotta nel loop del fosforo dal loop dell'idrogeno, come spiegato in [25]. Nella parte sperimentale sarà descritto in dettaglio come si è ottenuto il disaccoppiamento tramite circuito di *trap*.

Una trasmittente a doppia frequenza può essere realizzata sia nel design TEM che *Birdcage*. Il metodo più semplice è quello di tunare (ad esempio nella TEM) una *leg* alla frequenza dell'idrogeno e la successiva a quella del fosforo. Alimentando in punti distanti $\pi/2$ si ottengono due campi a polarizzazione lineare ortogonali tra loro (e quindi in linea di principio disaccoppiati) e alle due frequenze desiderate. È anche possibile mantenere l'eccitazione in quadratura per entrambi i nuclei, ma in questo caso è necessario un ulteriore disaccoppiamento.

CAPITOLO 5

Caratterizzazione di una bobina

Questo capitolo intende dare una breve trattazione dei parametri che caratterizzano una bobina RF e delle procedure utilizzate per valutarle. La qualità dell'immagine (o in generale dell'esame eseguito) dipende infatti strettamente dalla qualità del sistema di trasmissione e ricezione. Inoltre, nella progettazione di una bobina occorre tener conto anche della potenza assorbita dal campione, che dipende fortemente dal campo a radiofrequenza applicato. Ulteriori dettagli su questo argomento sono presenti in [26].

Al termine del capitolo saranno descritti i principali strumenti utilizzati nel laboratorio RF, ovvero l'analizzatore vettoriale di reti e l'analizzatore di spettro. Saranno anche analizzate le sonde per il campo elettrico e magnetico realizzate in questo lavoro di tesi.

5.1 Parametri per la caratterizzazione di una bobina

Esistono numerosi parametri che occorre valutare nel progettare una bobina a radiofrequenza. Tra questi i principali sono:

- Configurazione desiderata (trasmittente, ricevente oppure entrambe),
- Frequenza di risonanza,
- Potenza trasmessa al campione,
- Omogeneità del campo generato,
- Polarizzazione del campo,
- Fattore di qualità Q.
- Sensibilità.
- Potenza assorbita dal campione (SAR).

In questo paragrafo saranno tutti esaminati nel dettaglio.

5.1.1 Trasmittente e Ricevente

È possibile utilizzare una singola bobina sia per la ricezione e che per la trasmissione, ma quando è possibile si preferisce utilizzare due bobine distinte. Il motivo è che mentre una bobina ottimizzata per la trasmissione fornisce forte eccitazione uniforme in tutto il campione, una per la ricezione massimizza la sensibilità nella zona di interesse. Le bobine migliori dal punto di vista dell'uniformità di campo sono le bobine di volume,

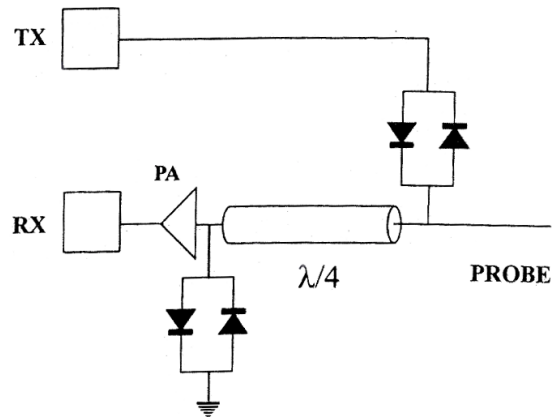


Figura 5.1. Esempio semplificato di come può essere fatto un T/R switch.

mentre le bobine di superficie sono generalmente utilizzate per la ricezione a causa della maggiore sensibilità.

Nel caso si utilizzi una sola bobina, come già visto in precedenza, è necessario utilizzare un *T/R switch* per separare le fasi di trasmissione e ricezione. Questo strumento, spesso incorporato nello scanner, ha il compito di deviare l'alta potenza in uscita dall'amplificatore verso la bobina durante la fase di trasmissione, proteggendo la catena di ricezione, e trasportare il segnale rivelato dalla bobina verso il preamplificatore, aggiungendovi meno rumore possibile. Un esempio semplificato di come questo possa essere fatto è riportato in figura 5.1, in cui è presente una combinazione di linee di trasmissione $\lambda/4$ e diodi incrociati. I diodi incrociati agiscono come un circuito corto durante la trasmissione, fornendo bassa impedenza nel percorso dall'amplificatore alla bobina e quindi permettendo il passaggio dell'impulso. Questa impedenza è trasformata in altissima impedenza dalla linea $\lambda/4$, al termine della quale si trova un'altra coppia che durante la trasmissione è un cortocircuito a terra. Pertanto, l'impedenza del percorso indesiderato dall'amplificatore al preamplificatore è teoricamente infinita. Durante la ricezione invece i diodi agiscono come circuiti aperti, evitando quindi la dispersione del segnale.

Nel caso invece si vogliono utilizzare una bobina trasmittente e una ricevente, non è necessario il *T/R switch* ma sono necessari alcuni accorgimenti legati all'interazione tra le due bobine. Durante la fase di ricezione infatti, la mutua induttanza causa uno *splitting* nei modi di risonanza della ricevente con conseguente perdita di sensibilità. Per ovviare a questo problema occorre, durante la ricezione del segnale, spostare la frequenza di risonanza della trasmittente o interromperne il circuito, generalmente tramite l'uso di

diodi pin. Durante la trasmissione invece è necessario proteggere i preamplificatori dalla tensione indotta dalla trasmittente nella bobina ricevente. Si può raggiungere questo risultato mettendo in serie alla ricevente un circuito di *trap* attivato da diodi pin. Il disaccoppiamento della ricevente durante la trasmissione è necessario anche per evitare una deformazione del campo trasmesso e per evitare un'eccessiva potenza trasmessa al paziente. In questa configurazione il preamplificatore viene generalmente spostato vicino alla ricevente per minimizzare le perdite di segnale nel cavo.

5.1.2 Frequenza di risonanza

Con il termine *tuning* si intende la procedura con cui si porta la frequenza di risonanza della bobina ad essere esattamente uguale alla frequenza di Larmor del nucleo in esame (all'interno della larghezza di banda). È naturalmente un passo fondamentale in quanto un impulso fuori frequenza non può eccitare i nuclei e produrre quindi un segnale. Nelle bobine ad elementi concentrati (ovvero costruite con capacità discrete) il *tuning* si può ottenere variando la geometria della bobina (e quindi l'induttanza) oppure variando una o più capacità. In generale la seconda strada è più comoda e quindi è quella che viene generalmente seguita.

L'inserimento di un carico nella bobina cambia generalmente la frequenza di risonanza. Questo è dovuto all'accoppiamento di tipo capacitivo tra il campione e la bobina. In altre parole, nella zona del campione si trova un campo elettrico, e l'inserimento di un carico dielettrico agisce come una capacità in parallelo alla bobina, abbassando la frequenza di risonanza. Questo effetto è ben noto a chi realizza bobine RF e può essere utilizzato per evidenziare un accoppiamento eccessivo tra campo elettrico e campione.

5.1.3 Adattamento d'impedenza

La potenza trasmessa al campione è legata alla potenza che la linea di trasmissione riesce a immettere nella bobina. Quest'ultima dipende dalla differenza tra l'impedenza in ingresso alla bobina e l'impedenza in uscita della linea, generalmente 50Ω . La procedura di adattamento dell'impedenza in ingresso alla bobina è detta *matching*, e viene solitamente realizzata con una combinazione di capacità (ed eventualmente induttanze) in serie e parallelo, detta *rete di matching*.

Si definisce coefficiente di riflessione la quantità:

$$\Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{V_r}{V_i} \quad (5.1)$$

Γ [dB]	Potenza trasmessa
-1	20,57%
-5	68,38%
-8	84,15%
-10	90,00%
-13	94,99%
-15	96,84%
-20	99,00%
-25	99,68%
-30	99,90%
-40	99,99%

Tabella 5.1. Frazioni di potenze trasmesse per alcuni valori del *matching*. Si vede come -13 dB sia un buon valore di soglia per determinare se una bobina è sufficientemente adattata.

dove V_r è l'ampiezza dell'onda riflessa e V_i l'ampiezza di quella incidente, mentre Z è l'impedenza della bobina e Z_0 l'impedenza della linea. Viene generalmente espresso in decibel:

$$\Gamma_{dB} = -20 \log |\Gamma|. \quad (5.2)$$

Questo parametro quantifica la bontà dell'adattamento di impedenza. Un buon adattamento richiede un coefficiente di riflessione $\Gamma \leq -13\text{dB}$, che corrisponde a una potenza trasmessa maggiore del 95%. Adattamenti migliori di questo non comportano sostanziali miglioramenti nella potenza trasmessa e quindi nella qualità dell'immagine, come si osserva dai dati in tabella 5.1.

La scelta delle possibili reti di *matching* è abbastanza vasta, ma fondamentalmente si possono identificare quattro categorie: *matching* capacitivo in serie, *matching* induttivo in serie, *matching* capacitivo in parallelo e *matching* induttivo in parallelo. Tutte le possibili reti di *matching* sono fondamentalmente combinazioni di queste o loro variazioni, come mostrato in figura 5.3. Il *matching* capacitivo in serie e in parallelo si esegue aggiungendo (in serie e parallelo) un condensatore opportuno. Naturalmente questo porta a dover modificare anche uno o più condensatori di *tuning*. Queste due soluzioni sono generalmente equivalenti, la scelta di una o dell'altra dipende, come si vedrà in seguito, dai valori dei condensatori che sono necessari per il *matching* nelle due situazioni e dalla bobina in questione. Il *matching* capacitivo bilanciato è generalmente preferibile in quanto consente di avere la stessa fase della corrente RF sul conduttore esterno e interno del cavo, con conseguente soppressione delle perdite radiative sia nella bobina che nel cavo,

come sarà brevemente discusso nel paragrafo 5.1.6. Il *matching* induttivo è invece molto interessante in quanto consente di avere automaticamente un *matching* bilanciato e una notevole indipendenza tra il *matching* e il *tuning*. Tuttavia, il campo magnetico generato dalla spira di *matching* perturba quello della bobina, e quindi occorre fare attenzione a minimizzare la corrente che scorre in tale spira scegliendo opportunamente la mutua induttanza. Il *matching* induttivo può essere realizzato sia variando la mutua induttanza che inserendo un condensatore nella spira di accoppiamento. In questo lavoro sono stati utilizzati solo accoppiamenti capacitivi, in quanto l'utilizzo del loop di accoppiamento porta una notevole complicazione nella geometria del supporto della bobina ed inoltre è più problematico seguire una strategia rigorosa come quella con la carta di Smith.

Vista l'importanza di questo strumento nel laboratorio RF, è opportuno introdurlo brevemente. La figura 5.2 è una cosiddetta carta di Smith ZY, ovvero delle impedenze e delle ammettenze. È infatti la combinazione di una carta delle ammettenze (righe rosse) e delle impedenze (righe verdi). Ogni punto della carta di Smith rappresenta un valore complesso di impedenza normalizzata o ammettenza normalizzata, mappato nel piano complesso. L'asse x è l'asse delle impedenze o ammettenze reali e quindi l'asse delle resistenze o conduttanze. L'origine della carta di Smith è il punto di impedenza normalizzata pari a 1. Sia nella carta delle impedenze che in quella delle ammettenze compaiono archi e cerchi. I cerchi sono i percorsi a resistenza (cerchi verdi) o conduttanza (cerchi rossi) costante, gli archi sono percorsi ad suscettanza (archi rossi) o reattanza (archi verdi) costanti. Pertanto, se partiamo da un determinato punto della carta, aggiungere una resistenza equivale a spostarsi lungo un arco, aggiungere un'induttanza o una capacità equivale a spostarsi lungo un cerchio. Ai bordi della carta è possibile leggere il valore della parte immaginaria dell'impedenza (la reattanza) al termine di ciascun arco, e lo stesso per le ammettenze. Seguendo invece un cerchio fino all'asse delle ordinate si legge il valore della componente reale. La metà superiore della carta è la parte con impedenza positiva (induttiva) e la parte inferiore è quella con impedenza negativa (capacitiva). Una risonanza pertanto è rappresentata da un cerchio nella carta di Smith, e la frequenza associata al punto di intersezione tra il cerchio e l'asse reale è la frequenza di risonanza. Una bobina perfettamente in cui è stato eseguito il *tuning* e l'adattamento all'impedenza della linea, alla frequenza di Larmor ha un'impedenza che si trova esattamente al centro della carta di Smith. Ai bordi della carta di Smith è presente anche una scala in gradi e lunghezze d'onda, utile quando si lavora sulle linee di trasmissione. Un cerchio completo nella carta di Smith corrisponde a una linea $\lambda/2$, mentre una linea con dissipazione è una spirale.

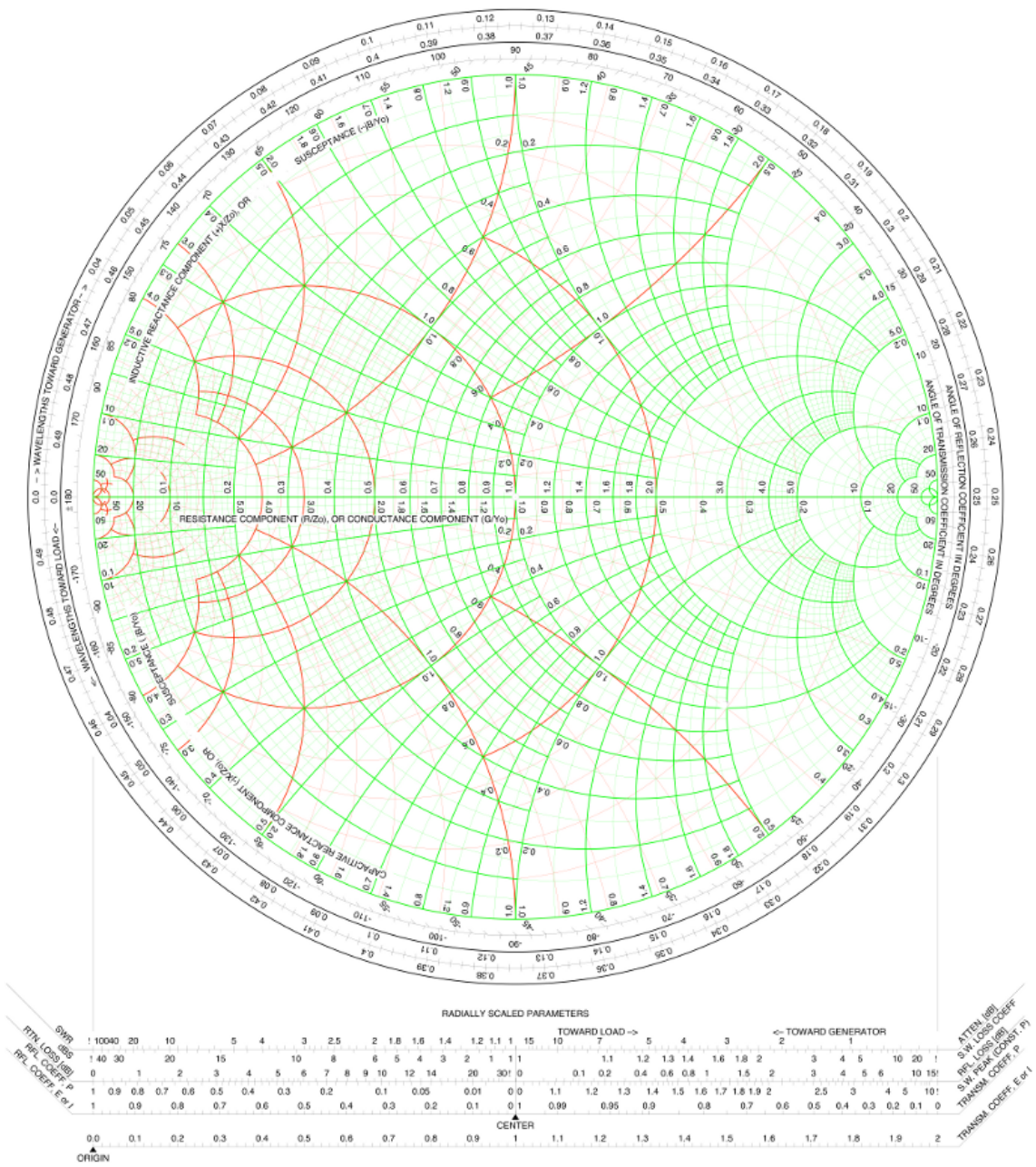


Figura 5.2. Carta di Smith ZY.

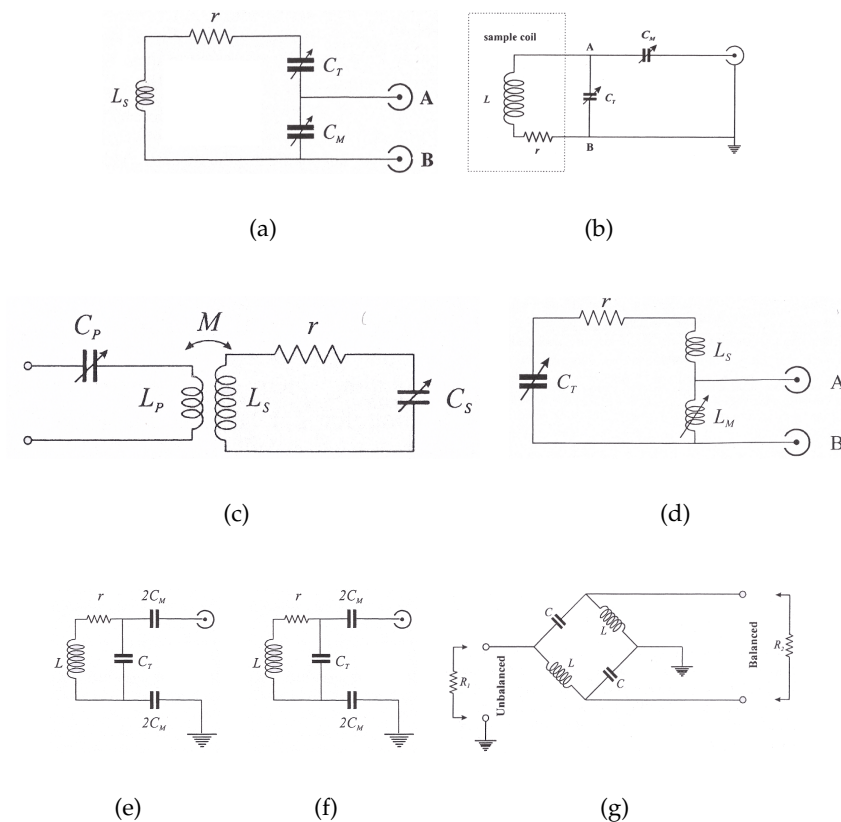


Figura 5.3. Alcune possibili scelte per la rete di *matching*: (a) capacitivo parallelo, (b) capacitivo serie, (c) induttivo serie, (d) induttivo parallelo, (e) capacitivo serie bilanciato, (f) una combinazione serie/parallelo, (g) *balun matching*.

5.1.4 Omogeneità di campo

L'omogeneità del campo magnetico è fondamentale per ottenere un'immagine anatomica di alta qualità, in cui la variazione di intensità dipenda solo dalle caratteristiche dei tessuti e non dal campo di eccitazione. Nel caso della risonanza magnetica a campo medio e basso ($\leq 1.5\text{T}$) si riesce ad ottenere un'omogeneità sufficiente con l'uso di bobine di volume tipo *Birdcage* o TEM. Sebbene questo genere di bobine continui ad essere utilizzato anche per bobine ad alto campo (7T), esistono alcuni problemi di artefatti e disomogeneità, già descritti nel capitolo 3. Quello della disomogeneità del campo a 7 Tesla è ancora un problema aperto, ma sono in corso numerosi studi per cercare di combinare ampiezza e fase del campo generato da diverse bobine di trasmissione, per ottenere un'eccitazione uniforme.

5.1.5 Polarizzazione

Un'altra scelta importante nella costruzione di una bobina è quale debba essere la polarizzazione del campo. È stato osservato nel capitolo 1 che un campo a polarizzazione lineare nel sistema di riferimento del laboratorio non è efficiente nel ruotare la magnetizzazione, in quanto solo metà della sua ampiezza è disponibile alla giusta frequenza del sistema di riferimento rotante. Pertanto nell'utilizzare una bobina trasmittente con polarizzazione circolare (detta bobina di quadratura) si risparmia un fattore 2 nella tensione in ingresso e quindi nella potenza da inviare alla bobina. Durante la fase di ricezione invece una bobina di quadratura consente, rispetto a una bobina a polarizzazione lineare, di ottenere un guadagno di $\sqrt{2}$ nel SNR, dovuto all'indipendenza del rumore nei due canali [27]. Per ottenere questo risultato i due canali devono essere disaccoppiati, ovvero deve essere trascurabile la potenza trasmessa da uno all'altro. Occorre sottolineare che in risonanza magnetica un miglioramento del 40% nel SNR è decisamente notevole: basti pensare che per ottenere lo stesso risultato aumentando il campo statico occorre passare da 1.0 T a 1.5 T.

Per ottenere una bobina di quadratura occorrono due eccitazioni sfasate tra loro di $\pi/2$ e applicate in due punti della bobina che distano di un angolo azimutale pari sempre a $\pi/2$ (nel caso delle bobine di volume tipo TEM o *Birdcage*, mentre per le bobine di superficie il discorso è più complesso). Per avere il miglioramento di $\sqrt{2}$ nel rapporto segnale rumore, la potenza trasmessa da un canale all'altro dovrebbe essere nulla, ma solitamente un disaccoppiamento di -15 dB è considerato sufficiente. Questa misurata è fatta con l'analizzatore di rete, tramite gli elementi fuori diagonale nella matrice S (si veda il paragrafo 5.2.1).

5.1.6 Fattore di qualità

Il fattore di qualità è il parametro che indica la bontà di un risonatore. La definizione generale è:

$$Q = 2\pi \frac{\text{potenza immagazzinata}}{\text{potenza dissipata in un giro}}. \quad (5.3)$$

In un circuito RLC in serie questo si traduce in

$$Q = \frac{\omega L}{R} \quad (5.4)$$

dove R è la resistenza effettiva del risonatore. In un circuito parallelo:

$$Q = R\omega C \quad (5.5)$$

dove R la resistenza in parallelo equivalente (ovvero quella che si ottiene trasformando il circuito serie nel corrispondente circuito parallelo).

Tali definizioni sono equivalenti a:

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} \quad (5.6)$$

ovvero la frequenza divisa per la larghezza di banda, misurata a metà altezza (ovvero in scala logaritmica nel punto di -3 dB). Quest'ultima è la definizione che si utilizza in pratica per la misura del fattore di qualità di una bobina.

La resistenza presente nella definizione del fattore di qualità contiene tutte le sorgenti di dissipazione: la resistenza della bobina, i campi vicini (elettrici e magnetici) e il campo irraggiato. In particolare il campo vicino è importante, in quanto se è presente un carico dielettrico vicino alla bobina (il paziente o qualunque campione biologico), e se questo ha conducibilità non nulla allora contribuisce alla dissipazione. Perciò la variazione del Q in seguito all'inserimento del carico può essere presa come misura dell'accoppiamento bobina-campione. Questo tipo di dissipazione è ineliminabile in quanto l'accoppiamento è necessario alla formazione del segnale, ed è particolarmente problematico ad alto campo. È invece compito di chi progetta la bobina minimizzare il più possibile le altre sorgenti di dissipazione.

La resistenza della bobina è composta dalla resistenza Ohmica dell'induttore e dalle perdite nei condensatori. Per la resistenza Ohmica, è noto che in un conduttore la corrente scorre principalmente sulla superficie, seguendo un andamento esponenziale:

$$J = J_0 e^{-d/\delta} \quad (5.7)$$

dove J è la densità di corrente a profondità d e J_0 è la densità di corrente superficiale. La costante δ è la profondità di pelle:

$$\delta = \frac{2}{\sqrt{\omega\sigma\mu_0\mu_r}} \quad (5.8)$$

in cui σ è la conducibilità, ω la frequenza e μ_r è la permeabilità magnetica, che per tutti i materiali di interesse in risonanza (ovvero non ferromagnetici) è approssimabile a 1. Nel caso del rame, materiale solitamente utilizzato per la costruzione delle bobine, alcuni valori della profondità di pelle sono riportati in tabella 5.2.

Questo problema si può affrontare utilizzando conduttori che abbiano uno spessore di almeno 5δ , condizione automaticamente soddisfatta ad alto campo. Per quanto riguarda le perdite nei condensatori, naturalmente legate al loro numero e fattore di qualità

ν [MHz]	δ [μm]
10	20.9
42	10.2
128	5.8
200	4.7
300	3.8

Tabella 5.2. Spessore di pelle per il rame ad alcune frequenze di interesse in risonanza magnetica.

intrinseco, sono determinate anche dalla resistenza causata nei dalle saldature. Utilizzare condensatori di qualità e utilizzarne meno possibile contribuisce a ridurre questo tipo di perdite.

Per quanto riguarda le perdite per irraggiamento, esse diventano un problema quando la bobina inizia a comportarsi come una linea di trasmissione, ovvero quando la lunghezza dei percorsi della corrente è paragonabile alla lunghezza d'onda nel vuoto. Generalmente si minimizza questo tipo di perdite aumentando il numero di condensatori, sino ad avere percorsi conduttivi di massimo $\lambda/20$ nella bobina (per campi a 7 T sarebbe necessario inserire un condensatore ogni 5 cm). Un'altra sorgente di perdite radiative è il *common mode*, discusso nel paragrafo 5.3.3, ovvero un irraggiamento da parte dei cavi coassiali a causa dell'imperfezione del conduttore esterno o a una differenza di fase tra le onde nei due conduttori. Questo problema viene generalmente affrontato utilizzando un *matching* bilanciato (in modo da avere la stessa fase alle due estremità della bobina) e inserendo ogni $\lambda/2$ nel cavo coassiale un *balun* o, nel caso di applicazioni nel laboratorio, delle ferriti. L'utilizzo di un *matching* bilanciato riduce anche il campo elettrico nel campione dovuto alla bobina stessa, con conseguente riduzione dello spostamento della risonanza e aumento del fattore Q.

Occorre sottolineare che queste tre sorgenti di resistenza hanno diversa importanza a seconda della frequenza di lavoro. Come si vedrà nel paragrafo seguente, le perdite dovute al campione dominano ad alto campo su quelle dovute alla bobina, ammesso che quelle per irraggiamento siano state minimizzate in fase di progettazione.

5.1.7 Rapporto segnale-rumore, SNR

Il SNR sicuramente il più importante tra i parametri che caratterizzano una bobina, ed anche il più problematico da misurare, almeno nel laboratorio. È già stato discusso nel paragrafo 2.4 l'andamento del SNR dai parametri di acquisizione sotto il controllo

dell'operatore, mentre occorre adesso discutere l'andamento in funzione della frequenza di Larmor e quindi del campo statico.

Come riportato nell'eq. (2.32), il SNR in risonanza magnetica è:

$$\text{SNR} = \sqrt{N_{\text{acq}}} \frac{\gamma^3 \hbar^2 B_0^2 \mathcal{B}_\perp V_{\text{voxel}}}{\sqrt{4kTR\Delta\nu}}. \quad (5.9)$$

Concentrandoci ora solo sulla dipendenza dalla frequenza, possiamo dire che l'andamento del SNR è del tipo:

$$\text{SNR} \propto \frac{B_0^2}{\sqrt{R}} \quad (5.10)$$

dal momento che la resistenza ha una dipendenza da ω_0 e quindi da B_0 . Questa resistenza può essere pensata come somma della resistenza associata al campione e una associata alla bobina (o meglio, al sistema bobina e elettronica):

$$R = R_{\text{bobina}} + R_{\text{campione}} \quad (5.11)$$

In questa trattazione consideriamo una bobina ben costruita, in cui siano trascurabili le perdite dovute al campo e irraggiato, eliminate o ridotte utilizzando una configurazione bilanciata, cavi di qualità ed eventualmente dei *balun*. Per quanto riguarda le perdite nella bobina, il contributo principale è dato quindi dalla resistenza Ohmica, che dipende dal campo magnetico tramite lo spessore di pelle. Ricordando l'analisi di questo effetto svolta nel paragrafo precedente, si trova facilmente che $R_{\text{bobina}} \propto \sqrt{B_0}$. Per quanto riguarda invece le perdite nel campione, queste sono proporzionali alla sua conducibilità e al quadrato del voltaggio indotto dal campo tramite la legge di Faraday. Il voltaggio indotto è a sua volta proporzionale alla derivata del campo, e quindi alla frequenza ω_0 . Da ciò deriva che $R_{\text{sample}} \propto B_0^2$. Sostituendo nell'equazione 5.10 si trova:

$$\text{SNR} \propto \frac{B_0^2}{\sqrt{B_0^2 + \sqrt{B_0}}}. \quad (5.12)$$

Considerando ora i limiti di basso e alto campo, si vede che nel primo caso la dipendenza è del tipo $B_0^{7/4}$, ovvero quasi quadratica, mentre nel secondo caso è lineare. In realtà, la dipendenza del SNR dal campo è più lenta che lineare, a causa di alcuni effetti che sono stati trascurati. Innanzitutto, nell'eq. (5.9) compare una dipendenza dal campo ricevuto, che non è uniforme in tutto il campione. Si avranno quindi zone di alto SNR e zone di basso SNR, e l'andamento lineare rappresenta il caso migliore. Inoltre, i tempi di rilassamento variano generalmente con la frequenza, in particolare il T_1 cresce e il T_2^*

decrese. Questo causa un ulteriore rallentamento nella crescita del SNR con l'aumento del campo statico.

La dipendenza del SNR dalla resistenza nell'eq. (5.9) implica che ogni resistenza che rappresenta una sorgente di dissipazione nella fase di trasmissione, rappresenterà una sorgente di rumore nella fase di ricezione. Pertanto, bobine con alto fattore di qualità e conseguentemente bassa resistenza non solo sono bobine efficienti, ma sono soprattutto meno fonti di rumore. Per quanto riguarda il segnale, per il principio di reciprocità, si verifica che maggiore è il campo che investe una certa zona del campione durante la fase di trasmissione, maggiore sarà il campo che la magnetizzazione in esso contenuta genererà nella fase di ricezione e pertanto l'ampiezza del campo B_1 è direttamente legata al segnale NMR. Per questo motivo il segnale rumore è generalmente espresso come B_1/\sqrt{P} dove P è la potenza applicata nella bobina.

Una misura solo qualitativa, ma indicativa del SNR, è:

$$\text{SNR} = \text{SNR}_{\text{ottimale}} \cdot \sqrt{1 - \frac{Q_{\text{carico}}}{Q_{\text{scarico}}}} \quad (5.13)$$

Sebbene questa formula non dia nessuna informazione quantitativa, esprime in percentuale la qualità del segnale rumore rispetto a un segnale rumore ottimale in funzione dell'accoppiamento bobina-campione, e consente una semplice stima della bontà di una bobina con misure del fattore di qualità nel laboratorio.

5.1.8 Tasso di Assorbimento Specifico (SAR)

Il SAR è definito come la potenza RF assorbita da un oggetto per unità di massa, e si misura in W/Kg . Nel caso in cui il campo trasmesso non sia omogeneo possono formarsi zone con SAR molto maggiore del valore medio, dette *hot spot*. Per questo motivo si distingue tra SAR locale e SAR medio (calcolato mediando su tutto il corpo). Generalmente gli scanner MRI sono in grado di eseguire una misura del SAR medio e adeguare in base ad esso la potenza nella bobina, ma rimane comunque il problema di evitare la formazione di *hot spot*.

Il SAR aumenta con la frequenza e ovviamente con la potenza in ingresso alla bobina. La potenza in ingresso alla bobina stessa aumenta con la frequenza, secondo una legge che non è ben nota ma sembra essere approssimativamente lineare. Inoltre, si è osservato come l'aumento della frequenza comporti in generale la formazione di forti disomogeneità di campo, che possono essere sorgenti di *hot spot*.

La definizione elettromagnetica di SAR è:

$$\text{SAR} = \frac{\sigma E^2}{2\rho} \quad (5.14)$$

ma questa definizione è inapplicabile nella pratica principalmente per l'impossibilità di misurare il campo E. Si può invece utilizzare una definizione basata sul fattore Q. Infatti, dalla definizione di Q in eq. (5.3), il rapporto tra Q_{scarico} e Q_{carico} risulta essere:

$$\frac{Q_{\text{carico}}}{Q_{\text{vuoto}}} = \frac{P_{\text{bobina}}}{P_{\text{bobina}} + P_{\text{campione}}}, \quad (5.15)$$

dove P_{bobina} e P_{campione} sono rispettivamente la potenza dissipata in un periodo dalla bobina e dal campione, mentre la frequenza di risonanza e la potenza immagazzinata sono supposte essere uguali nel caso di bobina carica e a vuoto. Invertendo tale relazione e dividendo per la massa si trova:

$$\text{SAR} = \frac{P_{\text{campione}}}{M} = P_{\text{bobina}} \frac{1 - \frac{Q_{\text{carico}}}{Q_{\text{vuoto}}}}{\frac{Q_{\text{carico}}}{Q_{\text{vuoto}}}}. \quad (5.16)$$

La legislazione di ogni stato impone dei limiti al SAR, differenti per le varie parti del corpo e spesso molto limitanti. In Italia il limite è di 2 W/Kg per il SAR medio e 8 W/Kg per il SAR locale [28]. Sequenze che prevedono un grande numero di impulsi ripetuti o alti *flip angle* possono risultare inapplicabili a 7 T.

Un'attenta costruzione delle bobine a radiofrequenza, insieme all'implementazione di opportune sequenze di acquisizione, con una accurata valutazione del SAR locale è pertanto fondamentale nella risonanza ad alto campo. Sfortunatamente, non esistono metodi diretti per la misurazione del SAR *in vivo*, ed è pertanto utile ricorrere a metodi di simulazione che permettono di ricavare le mappe del campo elettrico e del SAR nei tessuti (discussi in appendice B).

5.2 Strumenti di misura nel laboratorio a radiofrequenza.

In questo lavoro di tesi si farà spesso riferimento ad alcuni importanti strumenti di misura, l'analizzatore di reti e l'analizzatore di spettro, e ad alcuni tipi di sonde che sono stati costruiti nel corso di questo lavoro. Occorre quindi descrivere brevemente questi strumenti.

5.2.1 Analizzatore Vettoriale di Reti

L'analizzatore vettoriale di reti (*Vector Network Analyzer*, VNA) è decisamente lo strumento fondamentale del laboratorio di radiofrequenza. La sua funzione principale è la

misura della matrice di scattering S tra le sue porte in ingresso. Per definire la matrice di scattering, consideriamo ad esempio il caso semplice di due porte e chiamiamo i_1 e i_2 le potenze in ingresso al canale 1 e 2 rispettivamente e o_1 e o_2 le potenze in uscita. La matrice S è quindi definita come:

$$\begin{pmatrix} o_1 \\ o_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

dove i termini diagonali della matrice S rappresentano la potenza riflessa nei due canali, mentre i termini fuori diagonale rappresentano la potenza trasmessa. Pertanto, collegando una bobina (o qualunque circuito RLC) alla porta 1 si osserverà che, avvicinandosi alla frequenza di risonanza, questa assorbirà sempre una potenza maggiore e quindi il parametro S_{11} tenderà a zero e sul display del VNA sarà quindi visualizzato un picco alla frequenza di risonanza del circuito. Il parametro S_{11} nel caso delle bobine è il coefficiente di riflessione (paragrafo 5.1.3).

Se invece colleghiamo un preamplificatore con input alla porta 1 e output alla porta 2, quello che osserveremo visualizzando sul display il parametro S_{21} sarà il guadagno del preamplificatore alle diverse frequenze. Il VNA permette di visualizzare il risultato della misura in scala logaritmica o in scala lineare, e permette di misurare sia ampiezze che fasi (questa caratteristica distingue analizzatori vettoriali o scalari). Una modalità estremamente interessante di visualizzare l'output del VNA è mediante la carta di Smith (vedi appendice C).

Il VNA utilizzato in questo lavoro è un Agilent E5071C, dotato di 4 porte e capace di operare tra 9 KHz e 8.5 GHz.

5.2.2 Analizzatore di spettro

L'analizzatore di spettro (*Spectrum Analyzer, SA*) è uno strumento in grado di misurare lo spettro in frequenza di un segnale in ingresso, con altissima sensibilità. La sua applicazione principale in questo lavoro è stata la misura della figura di rumore e il guadagno dei preamplificatori, ma è possibile utilizzarlo per numerose altre misure.

Lo strumento utilizzato in questo lavoro è un Agilent N9010A. È uno strumento molto sensibile, in quanto con l'utilizzo del preamplificatore interno è possibile arrivare

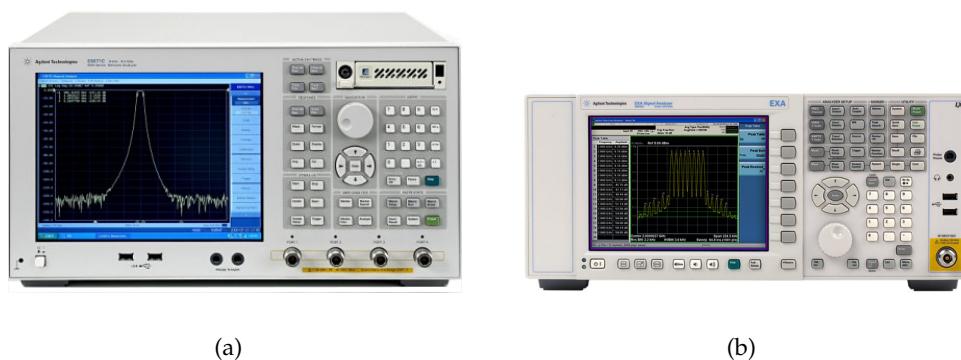


Figura 5.4. A sinistra l'analizzatore di reti vettoriale e a destra l'analizzatore di spettro utilizzati in questo lavoro.

a misurare segnali molto inferiori ai -100 dBm^1 (10 pW), essendo il livello di rumore dello strumento, con preamp acceso, circa -163 dBm ($5 \cdot 10^{-20} \text{ W}$) da confrontare con il livello di rumore minimo raggiungibile (rumore termico) pari a -174 dBm ($5 \cdot 10^{-21} \text{ W}$). I dettagli su questo tipo di misure saranno presentati volta per volta durante la descrizione del lavoro sperimentale.

5.2.3 Sonde per campi elettrici e magnetici

Nel corso del lavoro di laboratorio si ha generalmente bisogno di un certo numero di sonde semplici ma fondamentali, che generalmente vengono realizzate nel laboratorio stesso, per misurare i campi elettrici e magnetici. Tra queste:

- Bobine di *pick up*.
- Dipoli elettrici.
- Bobine di *pick up* non sensibili al campo elettrico.
- Bobine di Rogowski.

Nel seguito è presentata una breve descrizione di ciascuna di queste.

Bobine di *pick up*: Sono semplici spire ottenute da un cavo coassiale semirigido in cui parte del conduttore esterno è stato rimosso e il conduttore interno è saldato a formare una spira. Naturalmente questa è una sonda per il campo magnetico, che può essere utilizzata per stimolare un circuito risonante in modo induttivo, misurando il coefficiente

¹Il dBm è il valore della potenza, espressa in decibel, rispetto al valore di riferimento di 1 mW . Ovvero, $P_{\text{dBm}} = 10 \log(P_W/P_0)$ con $P_0 = 10^{-3} \text{ W}$

di riflessione. Di queste semplici bobine ne occorrono diverse, con varie forme e dimensioni. Non si richiede una particolare precisione in questo tipo di strumento, ma è buona norma che, soprattutto ad alte frequenze, il cavo sia il più corto possibile per diminuire l'accoppiamento con il campo elettrico. Una regola fondamentale è che l'autorisonanza della spira *pick up* debba essere maggiore della frequenza del campo da misurare. Infatti, a frequenze maggiori, domina il comportamento autocapacitivo della sonda che agisce quindi come un condensatore anzichè un induttore, divenendo sensibile principalmente al campo elettrico invece che a quello magnetico.

Dipoli elettrici: Analogamente alla bobina di *pick up*, in cui misuriamo o generiamo il campo magnetico, in alcuni casi si ha necessità di misurare o generare un campo elettrico. Questo può essere fatto semplicemente con un cavo coassiale a cui viene rimossa parte del conduttore esterno (ma in questo caso non si salda il conduttore interno a formare la spira, ma lo si lascia "a circuito aperto"). Si può utilizzare un dipolo elettrico per mappare ad esempio il rumore ambientale con l'analizzatore di spettro, o per valutare il campo elettrico vicino ai condensatori.

Bobine di Rogowski: Questa sonda è utilizzata comunemente per la misura del campo magnetico generato da un cavo. È sostanzialmente un toroide dielettrico, attorno a cui viene avvolto un solenoide. In questo modo si cancellano sostanzialmente tutte le interazioni con campi magnetici ambientali ma si ha grande sensibilità al campo di un cavo interno alla bobina, le cui linee di campo sono appunto circolari attorno al filo. È complicato costruire una bobina di Rogowski per alte frequenze in quanto i numerosi avvolgimenti necessari per avere buona sensibilità generano un'autorisonanza a frequenze basse. Occorre quindi ridurre al minimo il raggio delle spire e il raggio del toroide, e aumentare più possibile il passo dell'avvolgimento (compatibilmente con la sensibilità necessaria).

Bobine di *pick up* non sensibili al campo elettrico: In alcuni casi occorre mappare il campo magnetico in maniera più precisa di quanto non sia possibile ottenere con l'utilizzo di una bobina di *pick up* semplice. Ad esempio, volendo valutare in laboratorio (ovvero, senza utilizzare lo scanner MRI) l'omogeneità del campo magnetico di una bobina di volume utilizzando una semplice bobina di *pick up*, il contributo al segnale dovuto al campo elettrico introdurrebbe una componente di errore nella misura. Per questo motivo è stata costruita una bobina di *pick up* sensibile al campo magnetico ma schermata

dal campo elettrico: è costituita da due solenoidi (con pochi avvolgimenti per evitare autorisonanze a bassa frequenza) e correnti che scorrono in verso opposto. In questo modo la componente di segnale dovuta al campo elettrico ha lo stesso segno nei due canali, mentre quella dovuta al campo magnetico ha segno opposto. Visualizzando quindi il segnale differenza tra i due canali nell'oscilloscopio o nel VNA il campo magnetico appare amplificato mentre il campo elettrico appare ridotto.

Il cavo con cui questa sonda si connette all'oscilloscopio (o VNA) non deve generare campi elettromagnetici al suo esterno. Infatti, generalmente sulla superficie esterna dello scudo di un cavo coassiale scorre una corrente che genera un campo magnetico. Questo campo interagisce con il carico rappresentato da chi lo afferra, modificando la lettura sullo strumento (ad esempio S_{11}). Per ovviare a questo problema, noto come "*common mode*", si possono utilizzare le ferriti o i *balun*. Una ferrite è un anello di materiale ferromagnetico che agisce come una forte impedenza per le alte frequenze. Un *balun* è un circuito risonante alla frequenza che si vuole eliminare, da mettere in serie al conduttore esterno del coassiale. Poiché l'applicazione nel nostro caso era solo nel laboratorio, sono state utilizzate le ferriti che risultano più semplici da installare sul cavo. La soppressione del *common mode* è stata quindi valutata utilizzando l'analizzatore di spettro e una bobina di Rogowsky, stimando così che il cavo schermato con le ferriti generasse un campo di circa 15 dB inferiore al campo generato dallo stesso cavo senza ferriti. La lunghezza del cavo infine è stata fissata a due lunghezze d'onda (nel cavo) per 300 MHz, circa 130 cm.

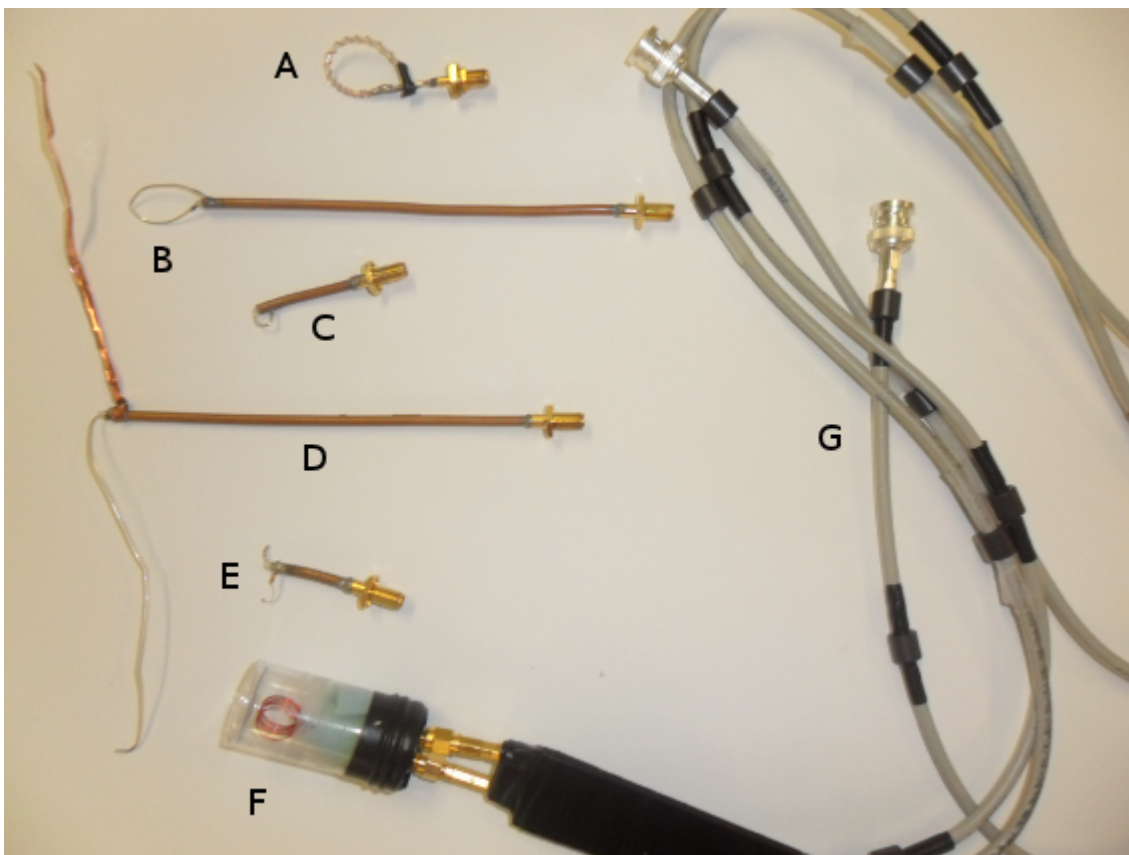


Figura 5.5. Alcuni dei vari strumenti costruiti durante questo lavoro. (A) la bobina di Rogowski, (B, C) due *pick up* semplici, (D,E) due dipoli elettrici e (F) la *pick up* non sensibile al campo elettrico con il suo cavo schermato dalle ferriti (G).

CAPITOLO 6

Simulazioni e misure di bobine a 1.5 T

Nella progettazione di bobine a radiofrequenza spesso si ha la necessità di informazioni difficilmente ottenibili tramite la teoria o l'esperimento. Ad esempio, supponiamo di voler costruire due prototipi di bobina innovativi o con un disegno abbastanza complesso: per ottimizzare i parametri del modello in funzione delle prestazioni e per valutarne la realizzabilità, un calcolo diretto dei campi, del valore dei condensatori necessari e del fattore di qualità potrebbe essere estremamente complicato se non impossibile. Costruire i prototipi e valutarne a posteriori le prestazioni è in genere una scelta costosa e senza garanzia di successo. Inoltre, alcune informazioni come il SAR e la distribuzione del campo elettrico all'interno del corpo umano non sono ottenibili sperimentalmente. Per questo motivo, molti laboratori di radiofrequenza utilizzano software di simulazione numerica, che consentono di risolvere problemi con geometrie anche molto complesse e ottenere quindi la matrice S al variare della frequenza, le distribuzioni dei campi e del SAR. Questi metodi consentono di ottimizzare i parametri della bobina (geometria e condensatori), rendendo possibile quindi la scelta del miglior disegno per l'applicazione in questione.

Esistono due categorie principali di metodi numerici per la soluzione di problemi elettromagnetici, quelli basati sulla soluzione di un'equazione integrale e quelli basati sulla soluzione di un'equazione differenziale. Della prima categoria fa parte il metodo dei momenti (*Method of Moments, MoM*) mentre della seconda fanno parte il metodo delle differenze finite (*Finite Differences, FD*), il metodo degli elementi finiti (*Finite Elements Method, FEM*) e il metodo dell'integrazione finita (*Finite Integration Technique, FIT*). Tutti questi metodi sono descritti brevemente in appendice B.

Sono presenti in letteratura diversi lavori in cui metodi tipo FEM, FD o FIT sono stati utilizzati nella progettazione delle bobine o ad altri problemi di risonanza magnetica, con buoni risultati di accuratezza e capacità predittive [29, 30]. Sono più rare invece in letteratura le applicazioni del metodo MoM a questo tipo di problemi. In questa tesi è stato utilizzato il software commerciale FEKO della EMSS-SA, basato sul MoM, mentre il Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione dell'Università di Pisa ha collaborato eseguendo alcune simulazioni con il metodo degli elementi finiti utilizzando il software commerciale CST. Nei casi in cui entrambi i metodi sono stati applicati allo stesso problema, i

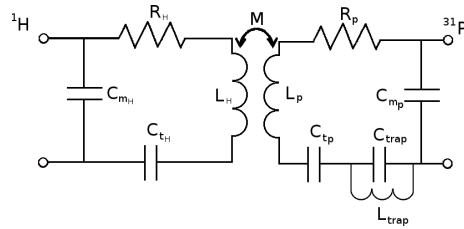


Figura 6.1. Schema del circuito per la bobina a doppia frequenza a 1.5 T

risultati MoM e FEM sono stati messi a confronto. In alcuni casi le predizioni delle simulazioni sono state confrontate con le misure (in laboratorio o nello scanner) o con il risultato di un calcolo analitico.

In questo capitolo saranno presentati i primi lavori di simulazione svolti: i modelli presentati sono stati tutti realizzati nella pratica e i risultati simulati sono stati confrontati con quelli sperimentali. In particolare, la bobina a doppia frequenza a 1.5 T è stata sviluppata a scopo di ricerca da Laura Biagi, Michela Tosetti e Jim Tropp nei laboratori della General Electric Medical Research, mentre la bobina F08 è stata sviluppata rispettivamente da Maria Alfonsetti del gruppo di Marcello Alecci presso l'Università dell'Aquila.

6.1 Bobina a doppia frequenza $^1\text{H}/^{31}\text{P}$

Le figure 6.1 e 6.2 mostrano il circuito schematico della bobina a doppia frequenza, un'immagine del prototipo e il modello simulato. La dimensione delle due spire è $18.5\text{ cm} \times 12\text{ cm}$ per il protone e $9\text{ cm} \times 8\text{ cm}$ per il fosforo, mentre lo spessore delle *strip* è 5 mm. Nella spira esterna (la cui frequenza di risonanza è 64 MHz) sono presenti 3 condensatori di *tuning* (C_{tH}) in serie da 47 pF e un condensatore di *matching* (C_{mH}) in parallelo da 150 pF. Nella spira interna (a frequenza 26 MHz) sono presenti due condensatori da 330 pF in serie tra loro e con un condensatore da 377 pF (330 pF in parallelo con 47 pF) per il *tuning* (C_{tp}), un condensatore da 1200 pF (1 nF in parallelo con 200 pF) per il *matching* parallelo (C_{mp}) e un circuito di *trap* formato da un condensatore da 41.1 pF (C_{trap}) e un'induttanza da circa 150 nH (L_{trap}). Il supporto su cui è costruita la bobina ha un raggio di curvatura di 22 cm.

Il modello realizzato per le simulazioni, sebbene molto accurato, presenta alcune inevitabili imprecisioni. Innanzitutto, la modellizzazione dei condensatori è piuttosto problematica. Nel modello reale, la spaziatura nella *strip* per l'inserimento del conden-

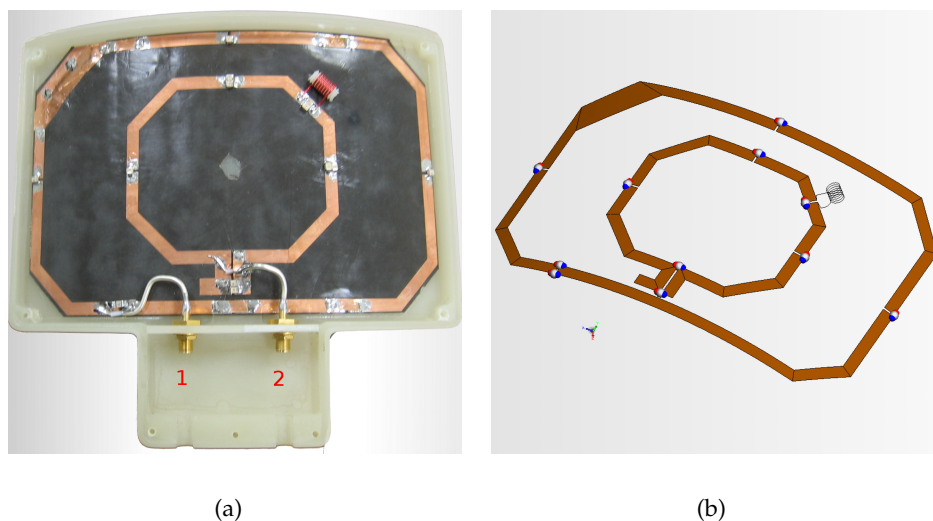


Figura 6.2. Immagine del prototipo di bobina a doppia frequenza a 1.5 T (a) e modello simulato (b).

satore è circa 1 mm, mentre la larghezza del condensatore è circa il doppio, e ha anche uno spessore laterale. Quando si aggiunge invece un condensatore sul FEKO, si collegano le due estremità della *strip* con un conduttore di raccordo di diametro e conducibilità arbitraria e su questo si inserisce nella posizione desiderata un circuito LRC serie in cui l'induttanza e la resistenza possono essere posti pari a zero. È stato osservato che il diametro del conduttore di raccordo influenza sul risultato della simulazione, in quanto modifica l'induttanza totale, ma non ha equivalente nel modo reale e quindi rimane completamente arbitrario. Inoltre, la posizione in cui inserire tale conduttore all'interno della spaziatura è arbitraria, in quanto nel modello reale il condensatore occupa buona parte della *strip*. Analogamente, la dimensione della *mesh* utilizzata influenza il risultato, anche se per *mesh* abbastanza fitte questa dipendenza sembra scomparire. Per quanto riguarda la geometria, non abbiamo inserito nella simulazione il substrato dielettrico su cui è costruita la bobina, in quanto abbiamo verificato che comporterebbe un eccessivo aumento del tempo di calcolo, senza portare maggiore accuratezza nei risultati.

In tabella 6.1 sono riportati alcuni dei risultati ottenuti dalla simulazione con FEKO per le frequenze di risonanza e i parametri della matrice di scattering, confrontati con le misure di laboratorio. Le misure sperimentali sono ottenute utilizzando come carico un fantoccio cilindrico omogeneo di altezza 23 cm e raggio 5.5 cm contenente soluzione salina di molarità nota, corrispondente a conducibilità e permittività elettrica rispet-

		FEKO	Misura
senza carico	frequenza [MHz], ¹ H	64.45	64.20
	frequenza [MHz], ³¹ P	26.04	25.92
	S ₁₁ [dB], ¹ H	-0.9	-2.8
	S ₂₂ [dB], ³¹ P	-16.8	-18.3
	S ₂₁ 64 MHz [dB]	-25.9	-33.0
	S ₂₁ 26 MHz [dB]	-11.5	-11.9
con carico	frequenza [MHz], ¹ H	64.4	64.0
	frequenza [MHz], ³¹ P	26.0	25.9
	S ₁₁ [dB], ¹ H	-5.4	-5.5
	S ₂₂ [dB], ³¹ P	-36.1	-30.5
	S ₂₁ 64 MHz [dB]	-27.9	-27.70
	S ₂₁ 26 MHz [dB]	-12.7	-12.7

Tabella 6.1. Confronto tra i risultati della simulazione della bobina a doppia frequenza a 1.5 T con FEKO e le misure sperimentali.

tivamente $\sigma = 0.69\text{S/m}$ e $\epsilon_r = 79$, posto a 2 cm dalla bobina. La stessa situazione è stata implementata su FEKO tramite l'inserimento di un carico con la stessa geometria e caratteristiche dielettriche.

Una simulazione CST della stessa bobina è stata eseguita in precedenza da Guido Buonincontri durante il suo lavoro di tesi [31]. In tabella 6.2 sono riportate per confronto le misure e i risultati della simulazione ottenuti in tale lavoro. In questo caso il carico inserito nella simulazione è un cilindro di diametro 15 cm e altezza 30 cm, posto a 2 cm dalla bobina, con conducibilità 0.75 S/m. La misura in questo caso è fatta appoggiando la bobina sulla coscia.

La distribuzione dei campi magnetici sono state simulate e confrontate con la misura sullo scanner, ottenuta nel lavoro di tesi di G. Buonincontri [31] con il metodo del doppio angolo. Per la simulazione e la misura il fantoccio considerato è una sfera di raggio 8.9 cm posta a 2 cm dalla bobina. Da un confronto qualitativo tra i risultati in figura 6.3 si osserva un buon accordo qualitativo, sia tra i due metodi di simulazione che con le

		CST	Misura
senza carico	frequenza [MHz], ¹ H	64.1	64.2
	S ₁₁ [dB], ¹ H	-1.3	-2
con carico	frequenza [MHz], ¹ H	63.9	64.1
	S ₁₁ [dB], ¹ H	-20	-27

Tabella 6.2. Confronto tra i risultati nella simulazione CST e misure, svolto da G. Buonincontri in [31].

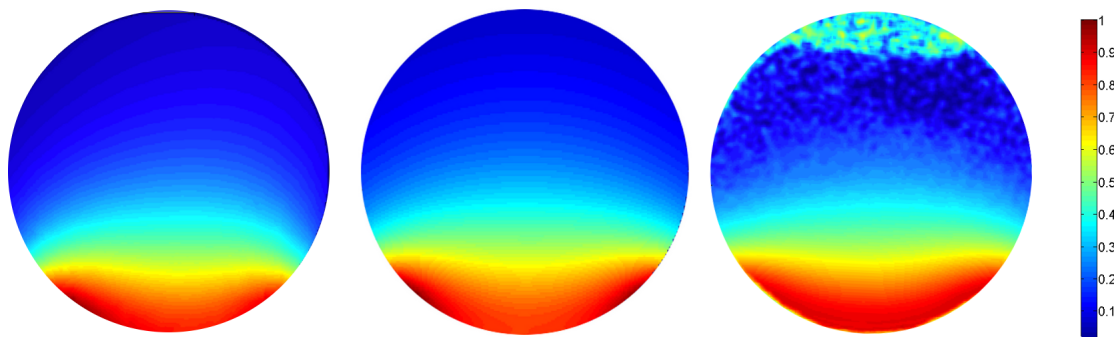


Figura 6.3. Mappe del campo magnetico ottenute (da sinistra a destra) con FEKO, CST, e con lo scanner (in a.u., le mappe sono normalizzate al valore massimo).

misure sullo scanner.

6.2 Bobina a figura di otto (FO8)

La seconda simulazione riguarda una bobina FO8 costruita Maria Alfonsetti [32] del gruppo dell'Università dell'Aquila (guidato dal prof. M. Alecci). I risultati ottenuti con FEKO sono stati confrontati con quelli ottenuti con CST, la cui simulazione è stata svolta da Nunzia Fontana del dipartimento di Ingegneria delle Telecomunicazioni dell'Università di Pisa (guidato dal prof. G. Manara) e con le misure sullo scanner, anch'esse eseguite dal gruppo del prof. Alecci.

Nel modello costruito sono presenti due condensatori variabili per il *matching* e il *tuning* della bobina. Essendo sconosciuto il valore esatto di tali condensatori, è stata eseguita un'ottimizzazione sia su FEKO che su CST. Sia nelle simulazioni che nella misura è presente un carico cilindrico, la cui base poggia sulla bobina. Il cilindro ha diametro 12 cm e altezza 20 cm, le caratteristiche dielettriche non sono note con precisione e sono

stati utilizzati quindi gli stessi valori di conducibilità e permittività della simulazione precedente.

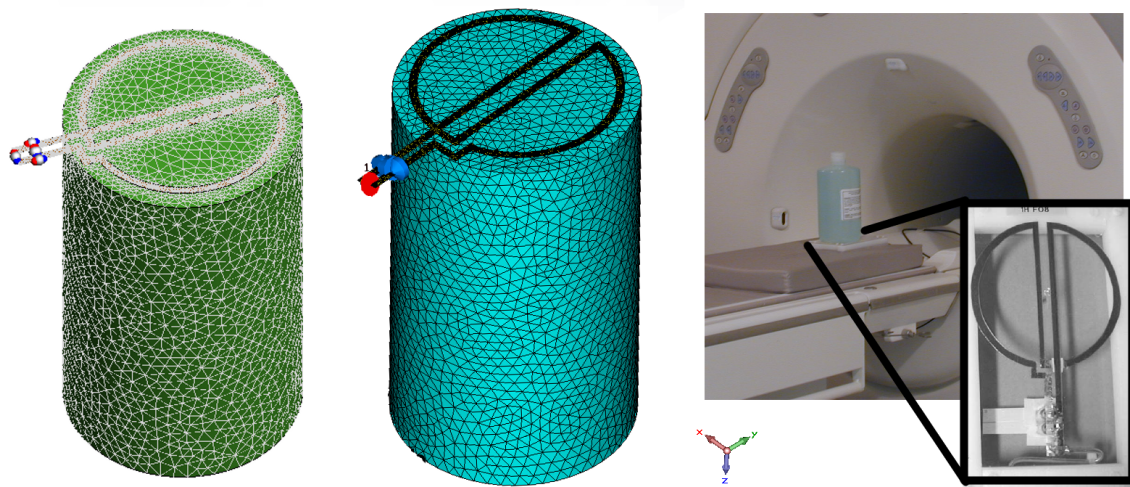
Nelle figure 6.4 e 6.5 sono mostrati i modelli, il prototipo e le mappe di campo simulate e misurate, di cui sono riportati anche due profili. Le simulazioni e la misura del campo B sono in ottimo accordo, come si può osservare ad esempio dal profilo ottenuto nella direzione parallela alla bobina. Riguardo il campo elettrico, anche in questo caso l'accordo tra le mappe simulate con FEKO e CST è buono. Si può quindi supporre che rispecchi la reale distribuzione del campo, che non può tuttavia essere misurata. Le mappe del campo elettrico in figura 6.5 sono espresse in decibel normalizzati¹ per evidenziarne la forte localizzazione.

6.3 Conclusioni

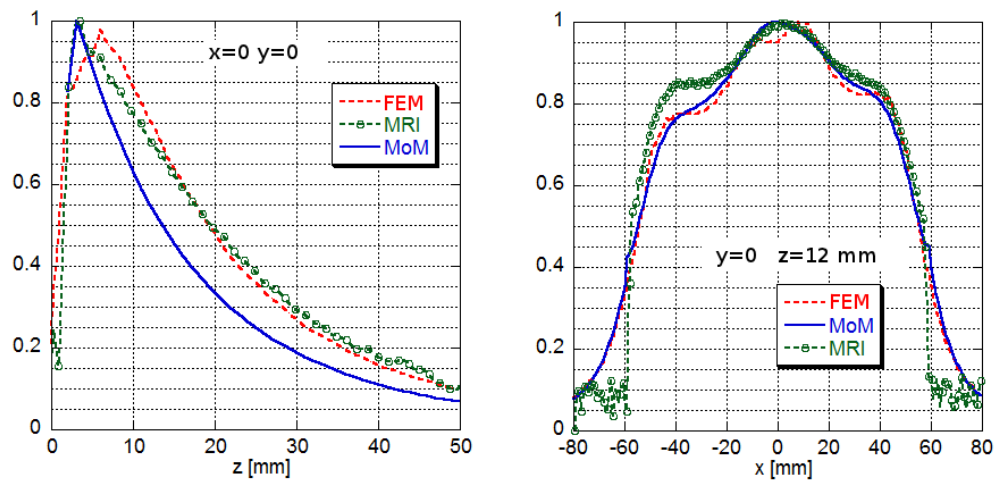
Da quanto visto in queste simulazioni preliminari, entrambi i software utilizzati, FEKO e CST, mostrano di essere adeguati alla simulazione delle bobine a radiofrequenza. CST mostra in generale un miglior accordo nel calcolo delle distribuzioni di campo, ma compensato da un maggior tempo di esecuzione e da una maggiore difficoltà in fase di costruzione del modello. Riguardo i tempi impiegati per la simulazione, non è stato fatto un confronto veramente quantitativo (in quanto i programmi sono installati su macchine diverse) ma a titolo di esempio, la simulazione della bobina F08 impiega circa 10 minuti con FEKO su un Intel Core 980X (6 core) e 40 minuti con CST su un Intel Core 920 (4 core). Infine è opportuno anticipare che il MoM è difficilmente utilizzabile nel caso di carichi fortemente disomogenei come il corpo umano. Al contrario CST risolve efficientemente questo tipo di problemi, ed il Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione ha in dotazione un tale modello commerciale.

Da queste simulazioni a campo basso si è quindi osservato che FEKO e CST sono strumenti adeguati per la simulazione di bobine RF. Nei casi in cui la distribuzione di campo o i parametri del circuito (condensatori e geometria) non siano semplici da determinare tramite un calcolo analitico è quindi possibile sfruttare questi metodi di simulazione. Lo studio della bobina FO8 è stato presentato in [33].

¹Con dB normalizzati si intende che la mappa di campo normalizzata (dividendo per il valore massimo) è espressa in decibel

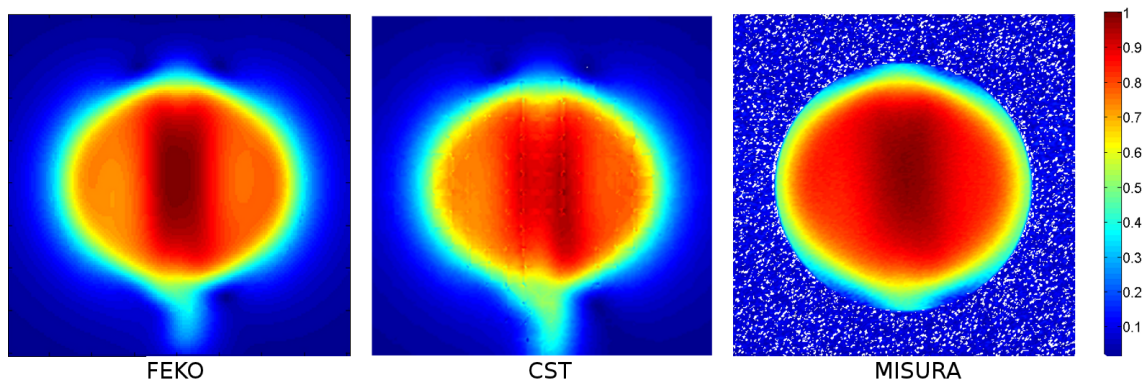


(a)

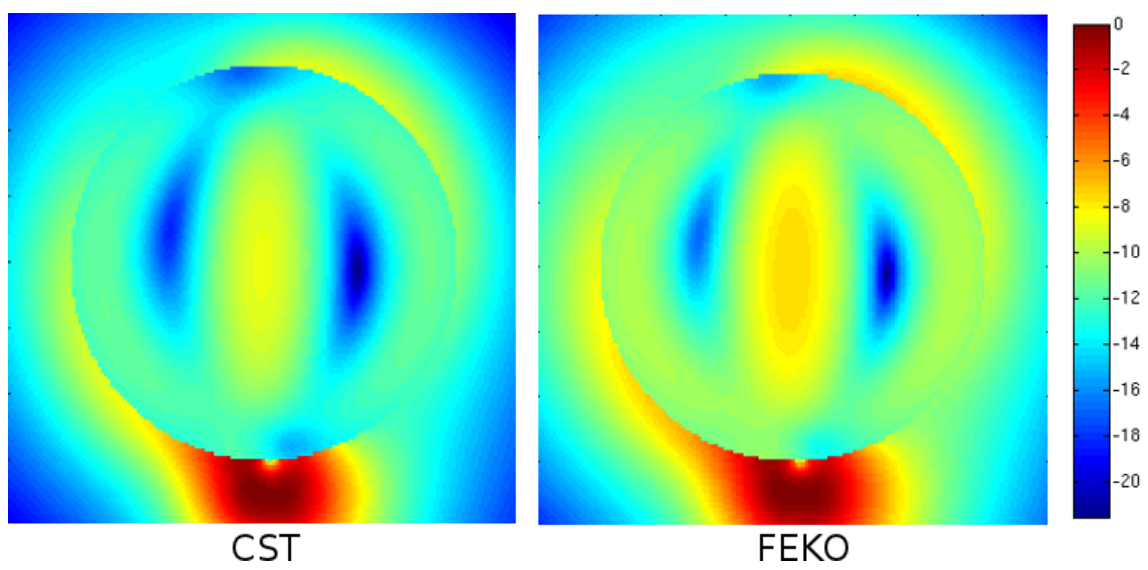


(b)

Figura 6.4. (a) Modello di bobina F08 simulato, con FEKO e CST e prototipo inserito nello scanner, (b) profili del campo magnetico lungo la direzione perpendicolare e parallela al piano della bobina, in unità arbitrarie.



(a)



(b)

Figura 6.5. Mappe del campo magnetico (in unità arbitrarie) della bobina F08 (b) e mappe del campo elettrico (in dB normalizzati).

CAPITOLO 7

Progettazione e realizzazione di bobine a 7 T: *single loop*

La prima bobina a radiofrequenza costruita per questo lavoro di tesi è stata una bobina *single loop* circolare con frequenza di risonanza pari a 300 MHz, ovvero la frequenza di Larmor dell'idrogeno a 7 Tesla per trasmissione e ricezione del segnale.

7.1 Possibili applicazioni

Una prima applicazione pratica di tale bobina sarà il test con fantoccio delle sequenze per la mappatura del campo B_1 , ma potrà avere in seguito anche applicazioni diagnostiche. Per renderla abbastanza versatile per un possibile utilizzo in applicazioni cliniche specifiche è stato scelto un diametro interno di 7.5 mm.

7.2 Materiali e metodi

La struttura della bobina *single loop* è stata ottenuta tramite *etching*¹ di un foglio di rame fotosensibile depositato su un supporto di poliestere. Lo spessore del rame è di 35 μm per uno spessore totale del foglio di 50 μm . Lo spessore del rame è stato giudicato adeguato in quanto molto maggiore dello spessore di pelle a 300 MHz. Il poliestere è elettricamente adatto all'applicazione, in quanto ha conducibilità e permittività elettrica basse, ma non è il materiale ideale da un punto di vista meccanico, in quanto è poco resistente al calore della saldatura. Tuttavia, con la dovuta cura può essere utilizzato per realizzare un prototipo da replicare in seguito su un supporto di migliore qualità tipo *Duroid 5880* (teflon rinforzato con microfibra). È stato utilizzato un supporto flessibile anziché una comune scheda in *FR4* in quanto questa bobina rappresenta un test per un futuro modello di bobina di superficie su supporto elastico, adattabile all'anatomia del singolo paziente.

Riguardo gli altri parametri del circuito, la larghezza del conduttore è 4 mm in quanto tale valore è abbastanza piccolo rispetto al diametro della bobina ma molto grande rispetto allo spessore. Infatti con un conduttore troppo stretto si va incontro al cosiddetto *proximity effect* secondo cui lungo il diametro esterno e interno del *loop* scorre una corren-

¹*Etching* è la procedura di fotolitografia in cui un foglio in rame rivestito di vernice fotosensibile viene prima illuminato nelle parti da rimuovere con raggi ultravioletti, quindi bagnato in NaOH per eliminare la vernice fotoattivata e infine bagnato nel cloruro ferrico che rimuove il rame dalle zone in cui è stata rimossa la vernice fotosensibile.

te diversa a causa dell'interazione con le correnti parassite indotte dal campo generato nei punti vicini del conduttore. Per evitare perdite radiative, la lunghezza massima dei conduttori è stata fissata a 3.1 mm, che corrisponde a segmentare il conduttore del loop con 8 condensatori in serie. La lunghezza di 3 mm rispetta la condizione che i conduttori siano più piccoli di $\lambda/20$ come si è già discusso nel capitolo 5. Inoltre, una prima stima dell'induttanza ha fornito un valore di circa 200 nH, corrispondenti a una capacità pari a 11 pF in ogni gap. La capacità scelta non deve essere troppo grande per evitare punti di alta impedenza. Una buona scelta è di avvicinarsi più possibile a 50 Ω , e nel caso di 11 pF si trova appunto 47 Ω . I condensatori utilizzati sono ATC serie 800B, tolleranza $\pm 5\%$, non magnetici.

7.3 *Tuning* e misura del fattore Q

Il primo passo affrontato è la misura dell'induttanza del *loop*. Nel caso del *single loop* questo è particolarmente semplice, in quanto è sufficiente inserire uno o più condensatori noti e misurare con una bobina *pick-up* la frequenza di risonanza, tramite una misura di S11 con il VNA. A questo punto si può ottenere l'induttanza invertendo la relazione:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Nonostante la semplicità di questa misura, è necessario adottare alcuni accorgimenti. Innanzitutto, l'accoppiamento tra la bobina di *pick-up* utilizzata per la misura e la bobina deve essere basso, per evitare uno spostamento della frequenza di risonanza dovuto alla mutua induttanza. Generalmente, -0.4 dB è considerato un accoppiamento sufficientemente basso. Inoltre, la scelta della capacità da inserire nel *single loop* deve essere fatta in modo da avvicinarsi alla frequenza di lavoro, per evitare le possibili variazioni dell'induttanza con la frequenza. Una buona scelta potrebbe essere mettere una capacità vicina a 11 pF in ogni posizione, secondo la stima fatta in precedenza, ma questo potrebbe voler dire dover rifare poi tutte le saldature. La misura è stata eseguita con una probe di diametro circa 4 mm, inserendo 7 condensatori da 12 pF. È stato ottenuto il seguente valore per l'induttanza:

$$L = 184 \pm 1 \text{ nH}$$

In sufficiente accordo con la nostra stima iniziale.

Una volta calcolata l'induttanza, si può trovare la capacità totale necessaria. Ad esempio, l'induttanza misurata richiede una capacità pari a 1.55 pF per risuonare a 298 MHz. Possiamo ottenere un valore simile di capacità utilizzando 8 condensatori da

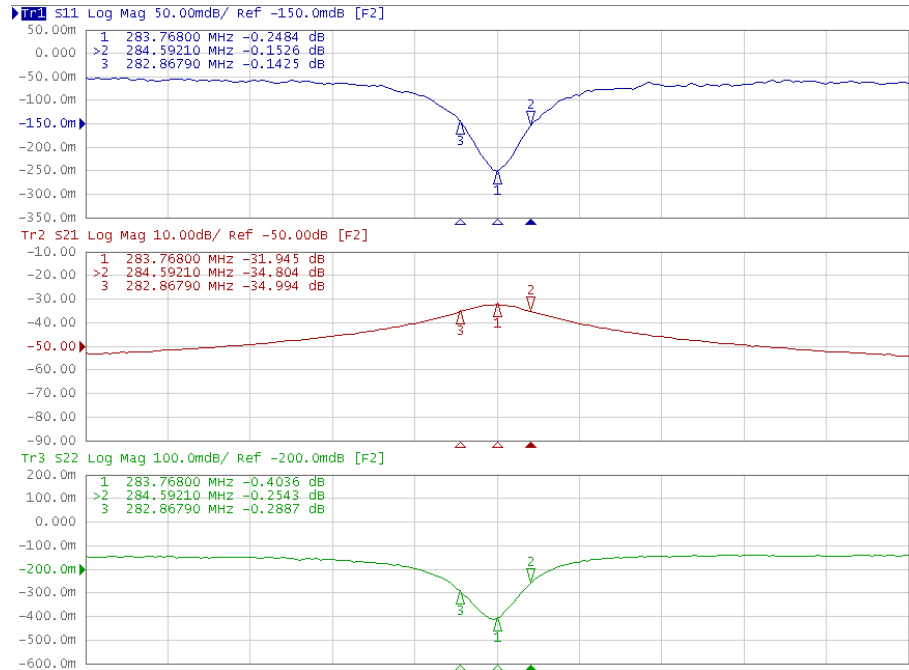


Figura 7.1. Misura del fattore Q e dell'induttanza per una bobina *single loop* a vuoto

12 pF in serie. Infatti, costruendo la bobina in questo modo e misurando di nuovo la frequenza di risonanza risulta essere 302 pF. Questa frequenza non è esattamente uguale a quella di Larmor, ma dato che l'introduzione della rete di *matching* può causare una variazione della frequenza di risonanza, conviene procedere con il passo successivo e valutare in seguito se è necessario un'ulteriore *tuning*.

Dalla fig. 7.1 possiamo estrarre un'altra importante informazione, il Q della bobina e quindi derivare, nota l'induttanza, la sua resistenza. Questa misura deve essere eseguita sia a vuoto che con il carico. La stima per la larghezza di banda a vuoto è 2 MHz, mentre con il carico è 30 MHz. Si ricava quindi:

$$Q_{\text{unloaded}} = 163, \quad Q_{\text{loaded}} = 10.5.$$

Il carico utilizzato, per questioni di riproducibilità e comodità, è un fantoccio cilindrico omogeneo di altezza 23 cm e raggio 5.5 cm contenente soluzione salina di molarità nota e corrispondente a una conducibilità e permittività elettrica rispettivamente $\sigma = 0.69\text{S/m}$ e $\epsilon_r = 79$. Da questo, si può calcolare la resistenza in serie equivalente con il carico inserito, tramite la relazione:

$$Q = \frac{\omega L}{R}, \quad (7.1)$$

che risulta essere pari a 34Ω . Bisogna ora utilizzare queste informazioni per ricavare la capacità di *matching* necessaria.

7.4 *Matching*

È stato scelto di utilizzare per questa bobina un *matching* capacitivo parallelo, in quanto questo metodo presenta numerosi vantaggi. Innanzitutto, la simmetria della bobina fornisce nel caso di *matching* capacitivo parallelo un bilanciamento automatico. In secondo luogo, questo tipo di *matching* può essere ottenuto (per il valore di resistenza misurato) con un percorso molto semplice nella carta di Smith. Infine, il valore del condensatore che si ottiene con questa configurazione è molto vicino a quello dei condensatori di *tuning*, consentendo quindi di mantenere una buona simmetria.

Vediamo quale è la procedura seguita per trovare il condensatore di *matching*, con riferimento alla fig. 7.2. Innanzitutto, partiamo dal punto A, che equivale alla resistenza in serie della bobina alla frequenza di risonanza. Nel nostro caso la Z normalizzata è

$$Z_{\text{norm}} = \frac{34\Omega}{50\Omega} = 0.68 \quad (7.2)$$

Aggiungere o togliere componenti reattivi (induttanze e condensatori) equivale a muoversi lungo il cerchio di resistenza costante passante per A. Il percorso A-B equivale a togliere tutta la capacità dalla bobina. Nel nostro caso, occorre muoversi sino al punto B in quanto, muovendoci lungo l'arco con reattanza costante (percorso B-1) leggiamo il valore di impedenza corrispondente a una capacità serie di $12/8$ pF, che normalizzato è 6.9. Il punto B pertanto corrisponde al punto in cui ci si troverebbe se si misurasse l'impedenza del circuito a cui sono state tolte tutte le capacità. L'obiettivo a questo punto è raggiungere il centro della carta di Smith (punto D) percorrendo i cerchi a resistenza o conduttanza costante. Pertanto occorre ripercorrere il cerchio a resistenza costante fino al punto C, che interseca il cerchio a conduttanza costante unitaria, che percorriamo fino al punto D. Passare da B a C, poichè ci muoviamo in verso antiorario nel cerchio di resistenza costante, corrisponde ad aggiungere una capacità in serie, mentre il percorso C-D, essendo sul cerchio a conduttanza costante corrisponde all'aggiunta di una capacità in parallelo. Si può notare che il percorso B-C-D corrisponde a costruire il circuito RLC con il giusto condensatore di *matching*.

A questo punto, identificato il punto C, possiamo tracciare da questo gli archi a reattanza e ammettenza costante, ottenendo i punti indicati con 2 e 3. L'ammettenza letta in

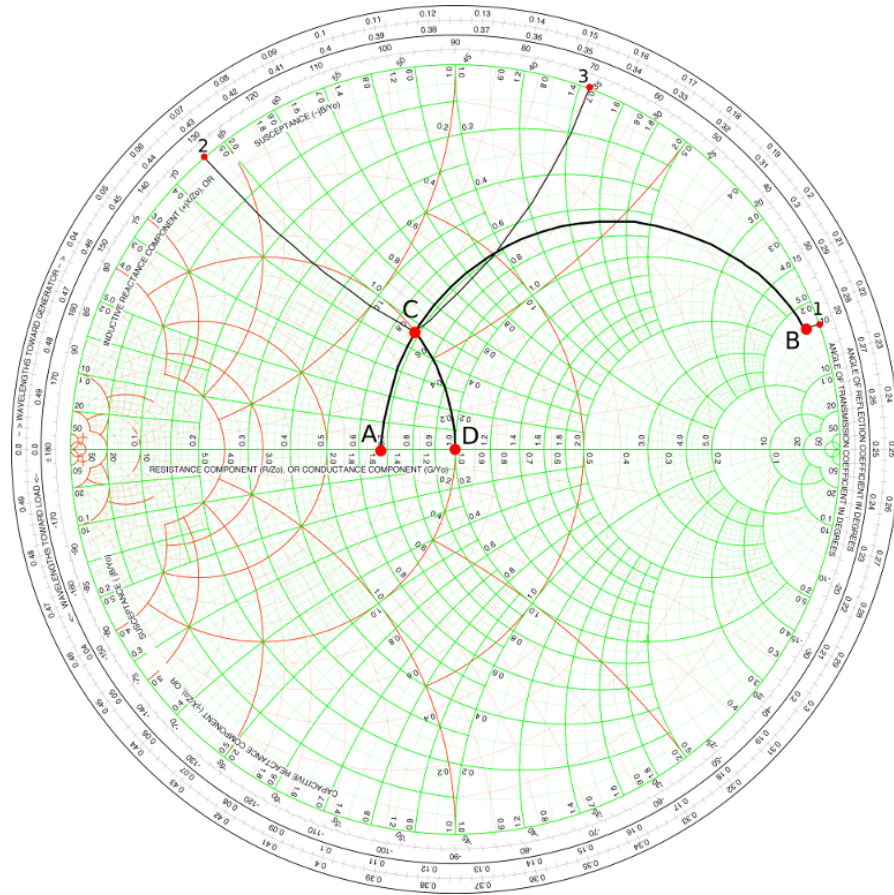


Figura 7.2. Percorso nella carta di Smith per il matching del *single loop*.

3 è l'ammettenza normalizzata corrispondente alla capacità di matching in parallelo:

$$\hat{Y}_m = \frac{Y_m}{G_0} = 50 \quad Y_m = i 50 \omega C_m = i0.75$$

essendo $G_0 = 1/50\Omega$. Risolvendo si ottiene:

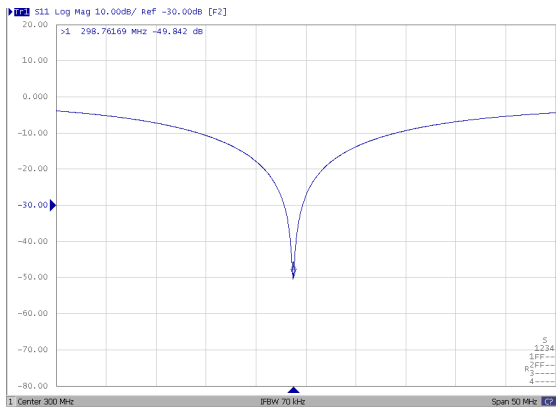
$$C_m = 8 \text{ pF}$$

Per ottenere la capacità di tuning occorre tenere presente che il valore letto in 1 è la parte complessa di:

$$\hat{Z}_B = 0.68 + i 6.9$$

mentre il valore letto in 3 è la parte complessa di:

$$\hat{Z}_C = 0.68 + i 0.47$$



(a)



(b)

Figura 7.3. (a) S_{11} della *single loop* con *matching* e *tuning* su un fantoccio cilindrico omogeneo; (b) modello realizzato.

Perciò, dal momento che:

$$\hat{Z}_B + \hat{Z}_{C_t} = \hat{Z}_C$$

si trova l'impedenza associata al condensatore di *tuning* come:

$$\hat{Z}_{C_t} = \hat{Z}_C - \hat{Z}_b = 0.47 - 6.9 = -i6.43$$

$$\hat{Z}_t = \frac{Z_t}{Z_0} = \frac{Z_t}{50} = -\frac{1}{i 50 \omega C} = -i6.43$$

da cui:

$$C_t = 1.66 \text{ pF}$$

La capacità di *tuning* richiesta può essere ottenuta come la serie di 7 capacità da 12 pF, mentre quella di *matching* con un condensatore da 8.2 pF.

Costruendo la *single loop* in questo modo, otteniamo il risultato in fig. 7.4, in cui si osserva una frequenza di risonanza pari a 298.7 MHz e un *matching* di -50 dB. Abbiamo quindi osservato che se come carico si usa un arto inferiore, la resistenza serie equivalente cambia leggermente e, ripetendo la stessa procedura, si ottiene un migliore adattamento con $C_m = 9.1 \text{ pF}$.

7.5 Simulazioni

È stata eseguita una simulazione della bobina *single loop* principalmente con lo scopo di validare il simulatore FEKO su una bobina piuttosto semplice ma ora a 7 Tesla. Il

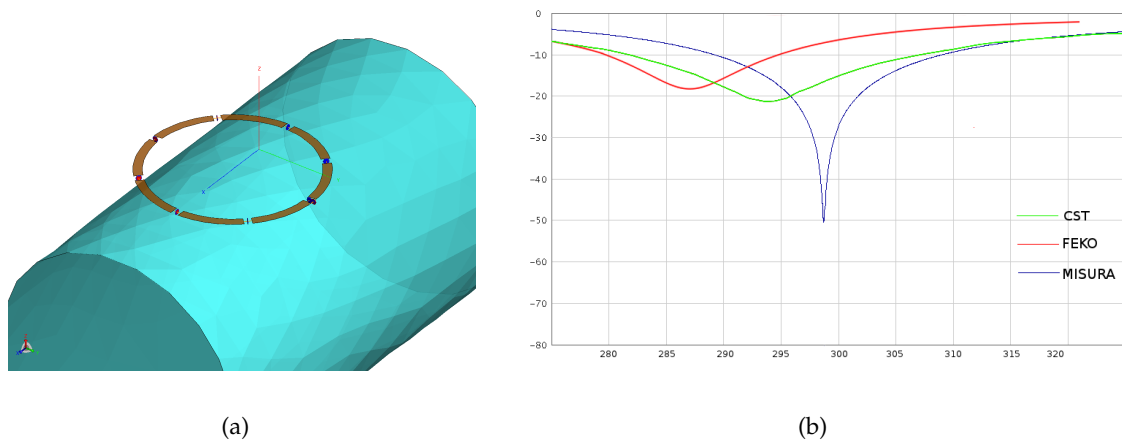


Figura 7.4. (a) Modello della bobina *single loop* simulato; (b) coefficienti di riflessione ottenuti dalle simulazioni confrontati con la misura nel VNA.

disegno geometrico realizzato, che si può osservare in fig. 7.4, è molto preciso, ma sono presenti le stesse fonti di errore discusse nel paragrafo 6.1.

Il modello per la simulazione è stato costruito fingendo di non conoscere le capacità utilizzate, e cercando di trovarne il valore con FEKO e con CST. Il risultato della simulazione è in buon accordo con quanto trovato sperimentalmente. Infatti, il valore della capacità di tuning trovato da FEKO e CST è 11.4 pF e 11.8 pF rispettivamente, da confrontare con il valore misurato di 12 pF (in 8 posizioni). Questo risultato può essere presentato alternativamente anche confrontando la frequenza di risonanza misurata e le frequenze simulate dai due programmi con lo stesso valore di capacità. In questo caso si osserva una discrepanza di circa 10 MHz per FEKO e circa 5 MHz per CST, come mostrato in fig. 7.4. Tuttavia, dal momento che per costruire la bobina si possono utilizzare solo valori discreti di capacità, e dal momento che con i risultati delle due simulazioni la previsione è comunque vicina agli 8 condensatori da 12 pF utilizzati in pratica, si può dire che il risultato della simulazione è sufficientemente accurato, in quanto porta allo stesso prototipo costruito. Possiamo infatti dire che la previsione del simulatore è corretta quando porta a un modello utilizzabile immediatamente una volta costruito, o che richiede al massimo piccole variazioni di capacità. La previsione del simulatore è invece sbagliata quando costruire il modello come previsto dal programma significherebbe poi dover cambiare tutti o quasi tutti i valori di capacità.

È stata calcolata inoltre la distribuzione di campo elettrico e magnetico con entrambi

i software, con un buon accordo qualitativo, come si può osservare in fig. 7.5. In seguito sarà certamente necessario confrontare queste mappe di campo con il risultato di una misura nello scanner, ma l'accordo tra due metodi completamente diversi come il MoM e il FEM, porta a ritenere che il campo abbia realmente l'andamento mostrato.

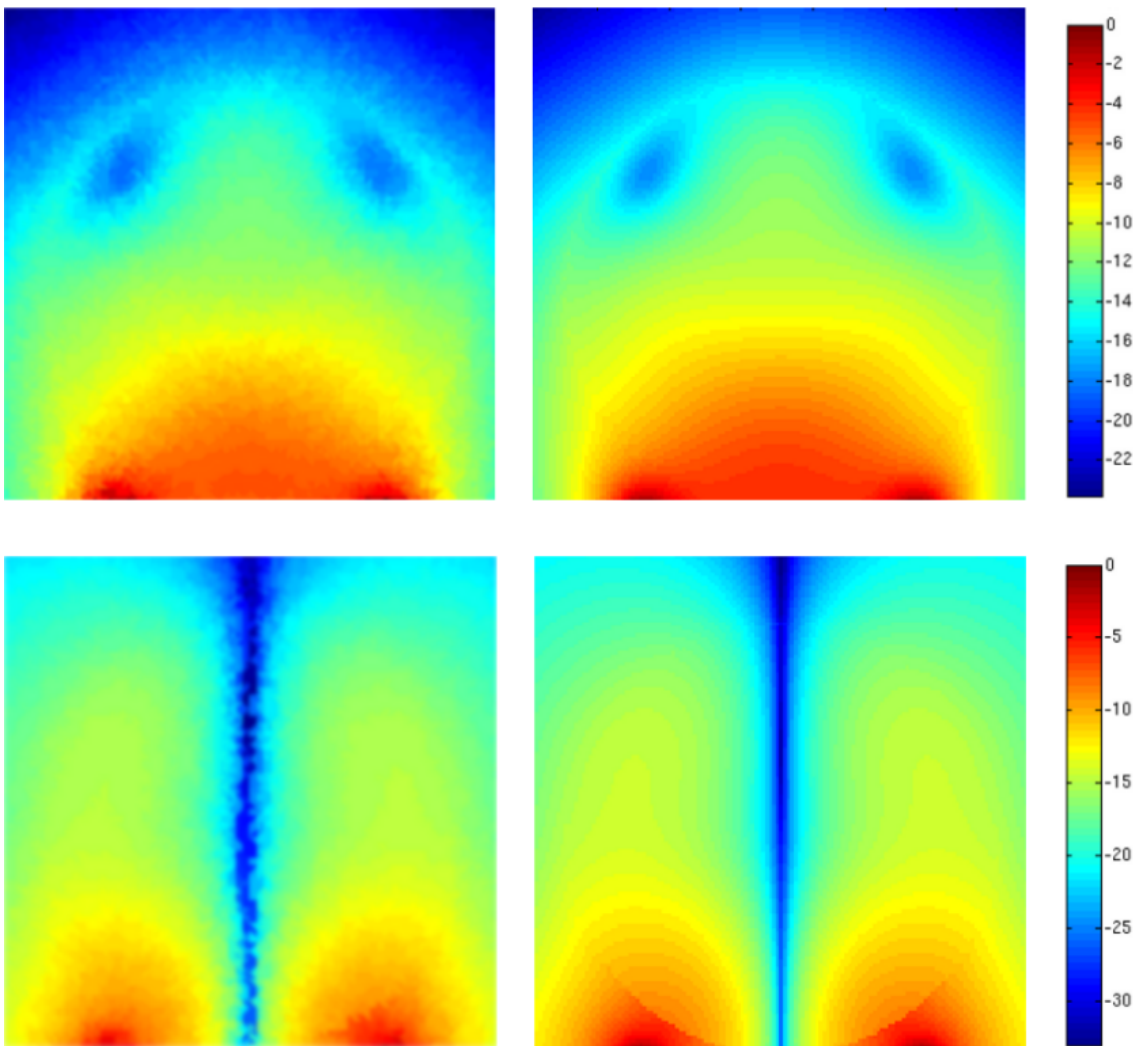


Figura 7.5. Campi magnetici (in alto) e elettrici (in basso) lungo il piano yz a $x = 0$, per la *single loop* con carico che mima le caratteristiche del fantoccio realizzato nella pratica. Il risultato a sinistra è ottenuto con CST e quello a con FEKO. La scala è dB normalizzato in tutte le immagini.

CAPITOLO 8

Progettazione e realizzazione di bobine a 7 T: *phased array*

Nei capitoli 4 e 5 sono stati discussi i vantaggi di utilizzare due bobine diverse per le fasi di trasmissione e ricezione. In questo capitolo sarà descritta la procedura utilizzata per la realizzazione di un prototipo di bobina ricevente multicanale, ovvero un cosiddetto *phased array*. Questo tipo di bobina è stato introdotto oltre venti anni fa da Roemer [24], e da allora è il modello più utilizzato di bobina ricevente.

8.1 Possibili applicazioni

L'applicazione principale di questa bobina è l'imaging del cervello umano. La risonanza magnetica del cervello a campo ultra alto presenta infatti capacità uniche nell'identificare anomalie morfologiche e fisiologiche. L'imaging cerebrale a 7 Tesla renderà possibile la comprensione di nuovi processi alla base del funzionamento del cervello umano.

La bobina può essere posizionata o dietro la nuca o lateralmente, visualizzando la regione parieto occipitale o medio temporale dell'encefalo. Inoltre, il disegno scelto per la bobina *phased array* è comunque sufficientemente versatile da rendere la bobina utilizzabile anche per altre applicazioni, a patto di costruire una trasmittente per il distretto corporeo che si vuole esaminare.

8.2 Materiali e metodi

Il prototipo di *phased array* discusso in questo capitolo è stato realizzato durante la visita di Jim Tropp (ricercatore della GE Healthcare) a Pisa durante i mesi di giugno e luglio. Poichè il tempo a disposizione è stato limitato, la bobina è stata realizzata con i materiali reperibili in tempi brevi anche se di qualità non ottimale, con l'idea di eseguirne poi un upgrade in futuro. In particolare, sono risultati limitanti nella scelta del modello il numero di preamplificatori a disposizione (forniti dalla GE) e il supporto meccanico della bobina.

Avendo a disposizione quattro preamplificatori, e non essendo semplice reperirne altri di alta qualità nel breve periodo, è stato possibile realizzare una bobina con massimo quattro canali. Il supporto meccanico, che costituisce lo spazio a disposizione per i quattro canali, è una scatola in poliuretano a forma di arco di cilindro di lunghezza 18

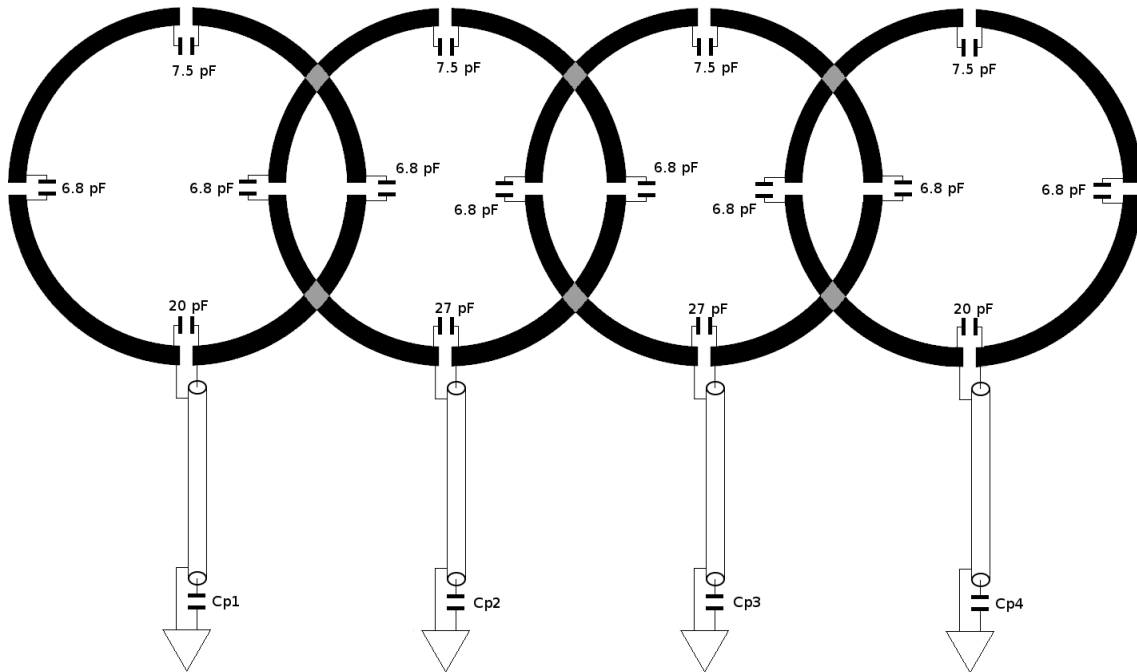


Figura 8.1. Disegno schematico del *phased array*, dov'è mostrata la connessione al preamplificatore. Compare la linea di trasmissione (di lunghezza diversa per i vari loop) e i condensatori indicati con $C_{p1...4}$ che corrispondono al parallelo di C_1 e C_2 nella fig. 8.7.

cm, altezza 10 cm e raggio 22 cm. È stato anche necessario costruire un supporto da aggiungere alla scatola per contenere i preamplificatori. Esso è stato realizzato con una base in vetronite a cui sono stati aggiunti degli spessori laterali e un tappo in acrilico.

Per quanto riguarda il circuito della bobina è stato realizzato tramite *etching* dello stesso materiale utilizzato per il *single loop*. Poichè si intende eseguire in futuro un upgrade aggiungendo altri quattro canali, è stata occupata solo la metà inferiore del supporto. Il diametro esterno di ciascuno dei 4 *loop* circolari è pari a 5.7 cm, leggermente superiore ai 18 cm del supporto in quanto i loop sono parzialmente sovrapposti, come si può osservare in fig. 8.1, in modo da minimizzare la mutua induttanza come descritto in seguito. La larghezza della *strip* dei loop è di 2.8 mm e sono presenti quattro spazi per l'inserimento dei condensatori. Ognuno dei quattro canali è connesso tramite un cavo coassiale semirigido 081 a un connettore SMA non magnetico. Da questo connettore si arriva tramite un altro cavo semirigido 081 al circuito di alimentazione dei preamplificatori. Un connettore SMB è presente all'uscita del circuito di alimentazione, mentre un connettore BNC connette l'alimentazione DC dei preamplificatori. I condensatori utilizzati nella

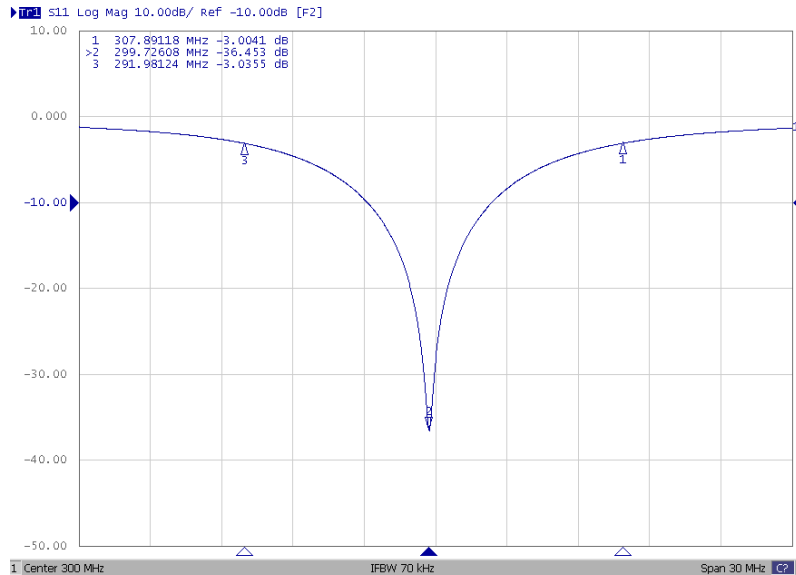


Figura 8.2. S_{11} per il singolo elemento della bobina, con una coscia come carico.

bobina sono tutti ATC serie 800B, mentre nel circuito di alimentazione preamplificatori sono stati utilizzati dei condensatori da 1 nF, ATC serie 100B, delle RF *choke*, ovvero induttanze da 1 μ H, resistenze da 100 k Ω e diodi PIN. Tutti questi elementi circuitali sono non magnetici in modo che la bobina realizzata, sebbene allo stadio prototipale, possa essere testata sullo scanner.

8.3 *Tuning e Matching del singolo elemento*

Il singolo elemento del *phased array* è un *single loop*, per cui la procedura di *tuning* e *matching* è stata analoga a quanto visto nel capitolo precedente. Il Q misurato è 340 senza carico e 30 con una coscia come carico, l'induttanza è pari a 133 nH. I condensatori necessari sono due da 6.8 pF in serie tra loro e con un condensatore da 8.2 pF per il *tuning*, mentre il condensatore di *matching* parallelo ottenuto con la carta di Smith è pari a 20 pF, come mostrato in fig. 8.1. Il coefficiente di riflessione per il singolo elemento della bobina costruito con questi valori di capacità e con il carico inserito, è riportato in fig. 8.2.

8.4 *Scelta della sovrapposizione*

Una volta stabilito quale debba essere il circuito dei singoli elementi dell'*array* occorre misurare la distanza tra i centri di due *loop* adiacenti che minimizza la mutua induttanza e quindi l'accoppiamento. Questa misura non è semplice da eseguire in maniera

precisa nel laboratorio. Il metodo utilizzato generalmente consiste nel costruire due loop identici su due supporti sottili e avvicinarli sino a minimizzare o il parametro S_{12} misurato nel VNA, oppure lo sdoppiamento tra i modi dovuto all'interazione tra i *loop*. Questa misura non è però molto precisa in quanto si trova la distanza che minimizza l'accoppiamento in una situazione diversa rispetto a quella che si avrà poi nella pratica. Infatti, il supporto del *phased array* è curvo, mentre la misura viene eseguita su un supporto piano e l'inserimento dei ponti nei punti di incrocio nel *phased array* farebbe comunque variare l'accoppiamento. Inoltre nella situazione finale i due loop sono complanari, mentre nella misura nel laboratorio sono a una distanza data dallo spessore del supporto. Pertanto è utile eseguire una simulazione con FEKO in aggiunta alla misurazione pratica. Nel modello simulato possiamo introdurre ogni parametro desiderato, compresi i ponti ai punti di incrocio e la curvatura. La difficoltà maggiore in questa simulazione è stata la costruzione del modello parametrico, ovvero ogni linea che è presente nella geometria è stata descritta da un'equazione analitica scritta esplicitamente in fase di progettazione della simulazione. Una volta costruito il modello geometrico ed eseguito il *tuning* e il *matching* (nella simulazione), si può eseguire un'ottimizzazione della distanza tra i due *loop*. FEKO implementa numerosi metodi di ottimizzazione. Quello utilizzato in questo caso è un semplice metodo *grid search*, ovvero si valuta l' S_{12} per un certo numero di valori di distanza equispaziati tra loro (ad esempio, ogni 0.1 mm per una distanza totale di 2 cm). È possibile eseguire anche un'ottimizzazione con il metodo del semplice o con un algoritmo genetico, ma la robustezza di questi metodi è inferiore quindi per simulazioni rapide e ottimizzazioni su parametri che variano in un range piccolo (rispetto all'incertezza massima accettabile) si preferisce l'algoritmo *grid search*.

Il risultato della simulazione è che la distanza tra i centri che minimizza l'accoppiamento tra *loop* adiacenti è pari a 40.6 mm, mentre sperimentalmente è stato ottenuto circa 39 ± 1 mm. È stato quindi realizzato il modello con 41 mm di distanza tra i centri, in quanto è conveniente sovrastimare leggermente questo valore. Infatti, se la distanza è troppo grande è facile ridurre l'accoppiamento aggiungendo delle piccole *strip* di rame nella zona di sovrapposizione, mentre sarebbe difficile correggere il modello nel caso la distanza si rivelasse troppo bassa.

Una volta trovata la distanza opportuna, è possibile variare il diametro (riscaldando la distanza tra i centri di conseguenza) per sfruttare i 180 mm disponibili in base alla dimensione del supporto a disposizione. Ovviamente occorre modificare di conseguenza anche le capacità di *tuning* e *matching*.

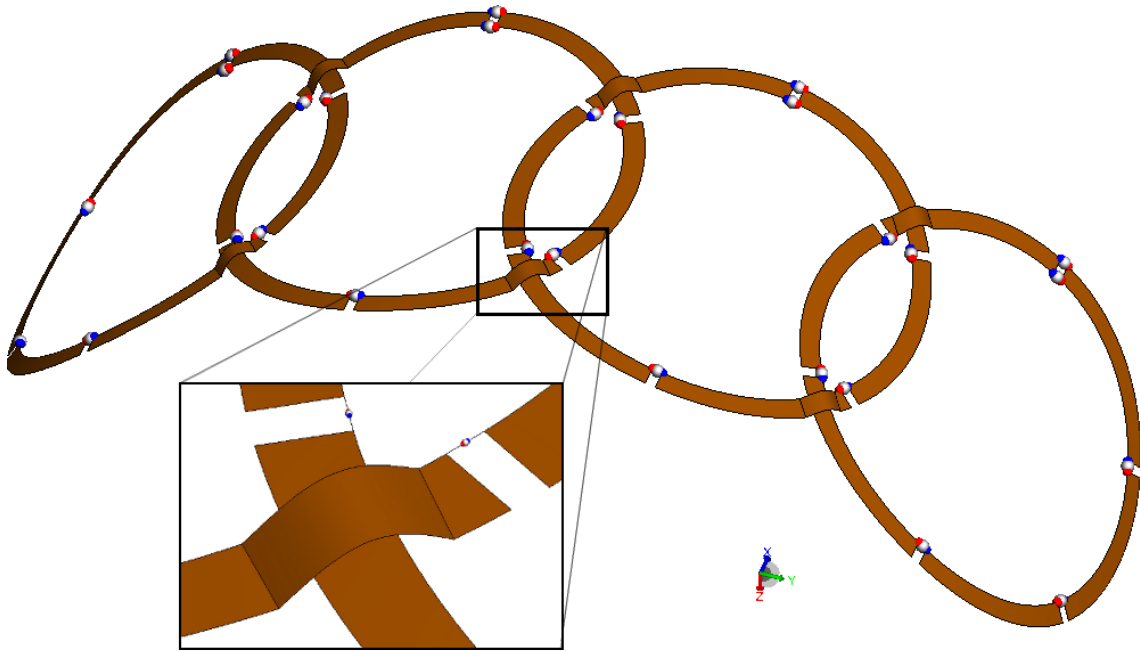


Figura 8.3. Il modello geometrico utilizzato nella simulazione per la scelta della distanza tra i loop.

8.5 Modifiche finali al circuito

A questo punto, con tutti e quattro i canali connessi al VNA e disposti alla distanza che minimizza l'accoppiamento, occorre valutare che siano corrette sia la scelta di tale distanza che la frequenza di risonanza e il *matching* in tutti i canali. Per quanto riguarda il *tuning*, è stato necessario diminuire la capacità in tutti i *loop*, arrivando alla situazione in cui due dei tre condensatori di *tuning* sono da 6.8 pF e l'ultimo da 7.5 pF. Il *matching* è stato modificato per i due loop più esterni, in quanto nella posizione in cui la bobina viene usata (sia per la testa che per il polpaccio) sono a distanza maggiore dal campione (a causa della curvatura del supporto) e quindi la resistenza dovuta al carico è inferiore. Abbiamo quindi 20 pF per i loop interni e 27 pF per i loop esterni. La situazione ora descritta porta alla misura in fig. 8.4. In questa immagine sono mostrati i coefficienti di riflessione di tutti e quattro i canali e l'accoppiamento tra il canale 1 (quello connesso al loop esterno di sinistra guardando dal lato paziente) e tutti gli altri canali. Si osservi come i coefficienti di riflessione risultino buoni per tutti i *loop* ($< -15\text{dB}$) e l'accoppiamento tra *loop* adiacenti sia sufficientemente ridotto dalla sovrapposizione ($< -13.5\text{dB}$), sebbene non ancora ottimale. È invece forte (circa -11 dB) l'accoppiamento tra i *loop* vicini ma non immediatamente adiacenti (ad esempio 1 e 3 oppure 2 e 4). In questa fase tale ac-

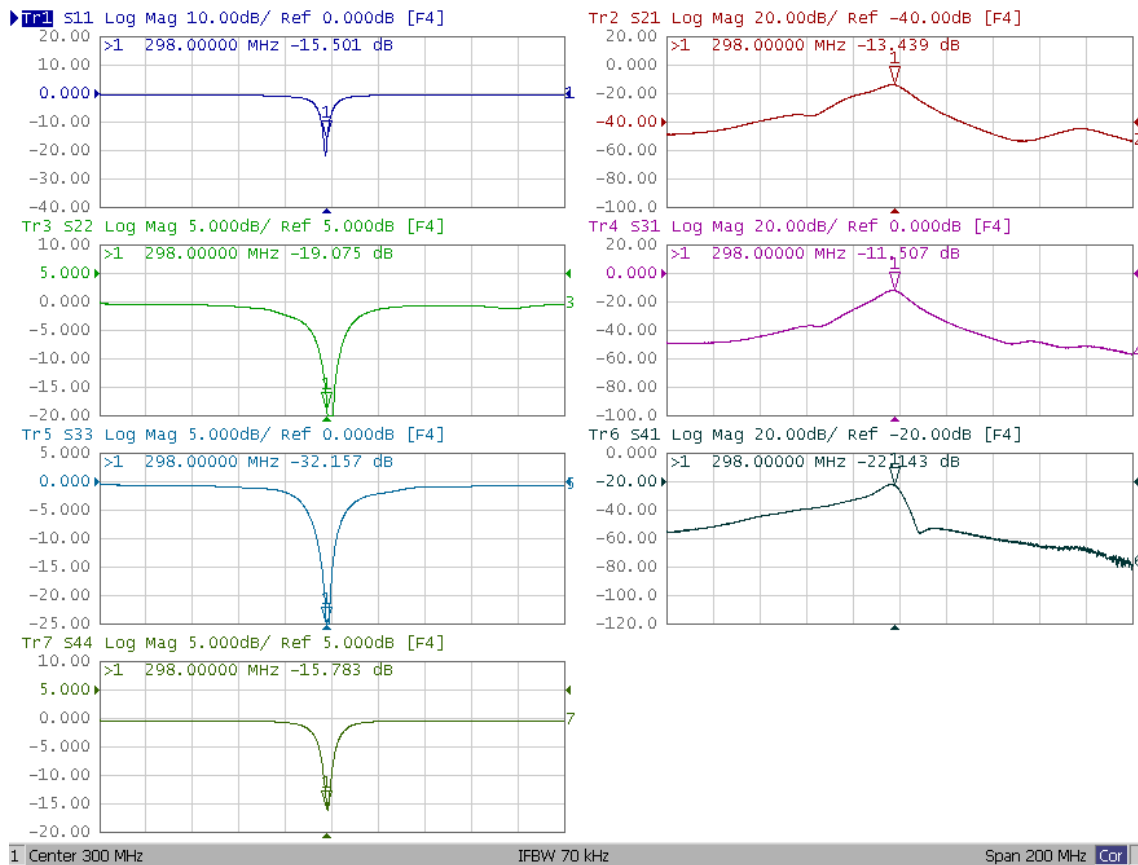


Figura 8.4. Coefficienti di riflessione per i quattro canali del *phased array* e coefficienti di accoppiamento rispetto al primo canale.

coppiamento era atteso e inevitabile, ma l’inserimento del sistema di preamplificazione porterà ad un ulteriore disaccoppiamento. Lo stesso risultato si ottiene anche andando a misurare l’accoppiamento con gli altri 3 *loop*. In generale quindi le prestazioni della bobina in questa fase sono buone, ma sarebbe necessario aumentare ad almeno -13 dB il disaccoppiamento tra *loop* vicini non adiacenti per avere delle prestazioni ottimali, in quanto a tale valore corrisponde una potenza trasmessa tra i canali pari al 5%.

8.6 Preamplificatore

Il preamplificatore utilizzato per la ricezione del segnale di risonanza magnetica non deve contribuire a degradare il rapporto segnale rumore del sistema. Tale contributo al rumore è quantificato tramite la *Noise Figure (NF)*, definita appunto come il rapporto tra il SNR in ingresso e quello in uscita, espresso in decibel. Pertanto, un preamplificatore

ideale ha NF pari a 0 dB. In generale, una figura di rumore inferiore a 1 dB è considerata buona in risonanza magnetica. Un'importante proprietà della NF è la legge con cui si combina nel caso di amplificatori in serie:

$$F_{\text{tot}} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \frac{F_4 - 1}{G_1 G_2 G_3} + \dots \quad (8.1)$$

dove F sono le figure di rumore e G i guadagni degli amplificatori. Pertanto, se il preamplificatore ha guadagno alto, il contributo della NF di tutti gli amplificatori successivi al preamplificatore è smorzato rispetto al contributo del preamplificatore stesso.

La prima prova da eseguire sul preamplificatore è quindi una misura del guadagno e della NF. Il guadagno può essere misurato sia con il VNA che con l'analizzatore di spettro. In questo secondo caso occorre utilizzare un generatore RF in cui viene fatta variare (in maniera automatica o no) la frequenza del segnale in uscita. Questo generatore viene collegato all'ingresso del preamplificatore, mentre l'uscita è collegata all'ingresso dell'analizzatore di spettro. Il preamplificatore deve naturalmente essere alimentato in DC. L'analizzatore di spettro, in modalità *hold on*, mostra quindi il guadagno del preamplificatore al variare della frequenza. In alternativa è possibile misurare il guadagno più semplicemente con il VNA, collegando ingresso e uscita del preamplificatore rispettivamente ai canali 1 e 2, e andando a eseguire una misura di S_{21} . In entrambi i casi è fondamentale assicurarsi che la potenza in ingresso al preamplificatore non sia troppo alta, fissandola ad esempio a -30 dBm. Il risultato di questa misura, riportato in fig. 8.5, è che il guadagno del preamplificatore è circa 24 dB a 300 MHz. Da questa misura deriva anche l'osservazione che il preamplificatore è, inaspettatamente, di banda molto larga, pari a 400 MHz circa.

Per quanto riguarda la NF, la misura viene eseguita con l'analizzatore di spettro e la sorgente di rumore che è fornita con esso. Dopo la fase di calibrazione si collega in ingresso al preamplificatore la sorgente di rumore, mentre la sua uscita è connessa all'analizzatore di spettro. Il preamplificatore viene alimentato da un generatore DC a 10V mentre la sorgente di rumore è alimentata dall'analizzatore di spettro. Il risultato della misura è direttamente la figura di rumore alle varie frequenze. Nel nostro caso è stata ottenuta una NF a 300 MHz pari a 1.2 ± 0.2 dB.

Il valore piuttosto alto della figura di rumore, unito alla banda di guadagno molto larga, rende questo preamplificatore non ideale per l'applicazione in risonanza magnetica. Tuttavia, il reale impatto di questi parametri non ideali potrà essere valutato solo quando verranno eseguite le misure sperimentali nello scanner MRI. Nel caso in cui le prestazioni si rivelassero non ottimali, si renderebbe probabilmente necessario sostituire

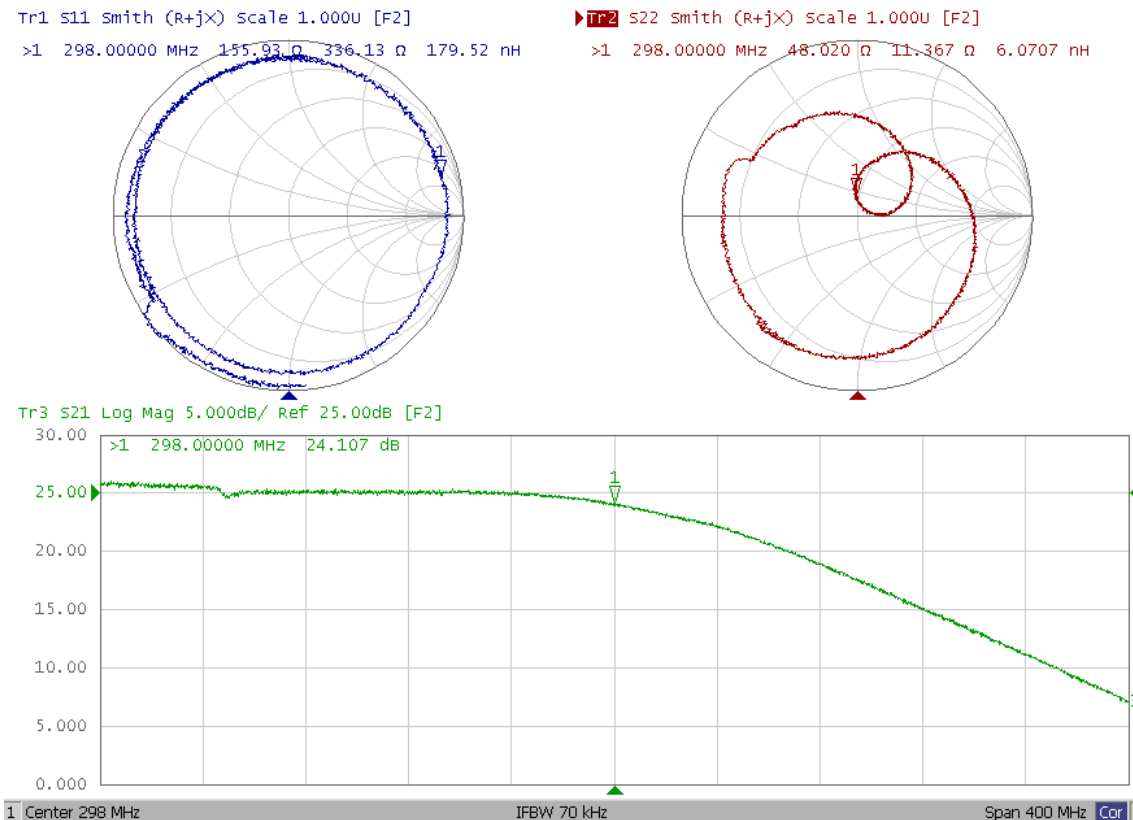


Figura 8.5. Misura del guadagno del preamplificatore con il VNA.

di tutti i preamplificatori. Nella fig. 8.5 si possono osservare anche i parametri S_{11} e S_{22} visualizzati in carta di Smith, da cui è possibile leggere l'impedenza in ingresso e uscita al preamplificatore. Per quanto riguarda l'impedenza in uscita, si nota che è molto vicina a 50Ω , come richiesto per evitare riflessioni con la linea. L'impedenza in ingresso invece non può essere letta da questa misura in quanto manca una taratura precisa, ma occorre comunque notare che ci troviamo sul cerchio esterno della carta di Smith, dove si trova il punto di impedenza nulla richiesto dalla procedura di disaccoppiamento con il metodo di Roemer [24].

8.7 Circuito di alimentazione dei preamplificatori

Ogni canale della bobina deve ora essere connesso al suo preamplificatore tramite il circuito di alimentazione. Tali circuiti sono stati forniti dalla General Electrics. La fig. 8.7 mostra un'immagine dei due strati visibili del circuito e il relativo diagramma schematico. Si tratta di un circuito a tre strati in cui le piste sono nascoste tra i due piani di

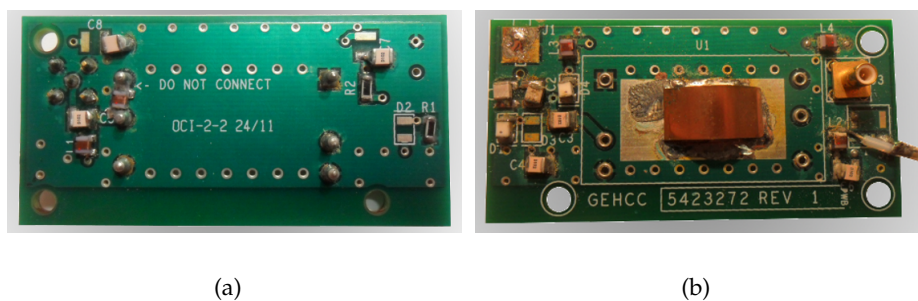


Figura 8.6. I due lati visibili del circuito di alimentazione dei preamplificatori e il suo disegno schematico.

terra visibili esternamente. Questo è necessario per evitare che si formino le cosiddette *oscillazioni del preamplificatore*, ovvero un percorso di ritorno tra ingresso e uscita dovuto al fatto che i vari percorsi nel circuito possono comportarsi come antenne e interagire con il campo delle bobine. Questo è un problema ben noto quando si mettono i preamplificatori vicino alla bobina, ma con questa configurazione vengono drasticamente ridotte le perdite nel cavo coassiale tra bobina e preamplificatore.

Il circuito non è stato utilizzato così come progettato dalla GE, ma sono stati aggiunti dei componenti (in rosso in fig. 8.7), mentre altri presenti nel circuito originale non sono stati utilizzati (in verde in fig. 8.7). Nel circuito sono presenti tre porte, indicate con J1, J2 e J3 che corrispondono rispettivamente all'ingresso (collegato ai canali della bobina), alla DC di alimentazione del preamplificatore e all'uscita del preamplificatore, connessa con un connettore SMB al ricevitore dello scanner. Nella porta RF è presente, nell'utilizzo nello scanner, un'altra DC per l'attivazione o disattivazione dei diodi. I diodi D4 e D1 sono diodi PIN, utilizzati per il disaccoppiamento attivo, ovvero vengono polarizzati direttamente o inversamente a seconda della tensione inviata dallo scanner. In questo modo il preamplificatore viene protetto dalla corrente indotta dalla trasmittente nella ricevente. Il sistema di diodi incrociati D2 e D3 sono invece diodi P/N che forniscono un disaccoppiamento passivo di sicurezza nel caso ci siano problemi con i D4 e D1. Il disaccoppiamento passivo non è stato inserito nel circuito perchè non è indispensabile e soprattutto perchè non è stato possibile reperire nei tempi desiderati dei diodi P/N non magnetici. Sarebbe tuttavia necessario aggiungerli in seguito per eseguire esperimenti *in vivo*. Il condensatore C3 impedisce alla DC dei diodi di raggiungere l'ingresso RF del preamplificatore. La DC dei diodi proviene dall'uscita del circuito dei preamplificatori J3 tramite il percorso

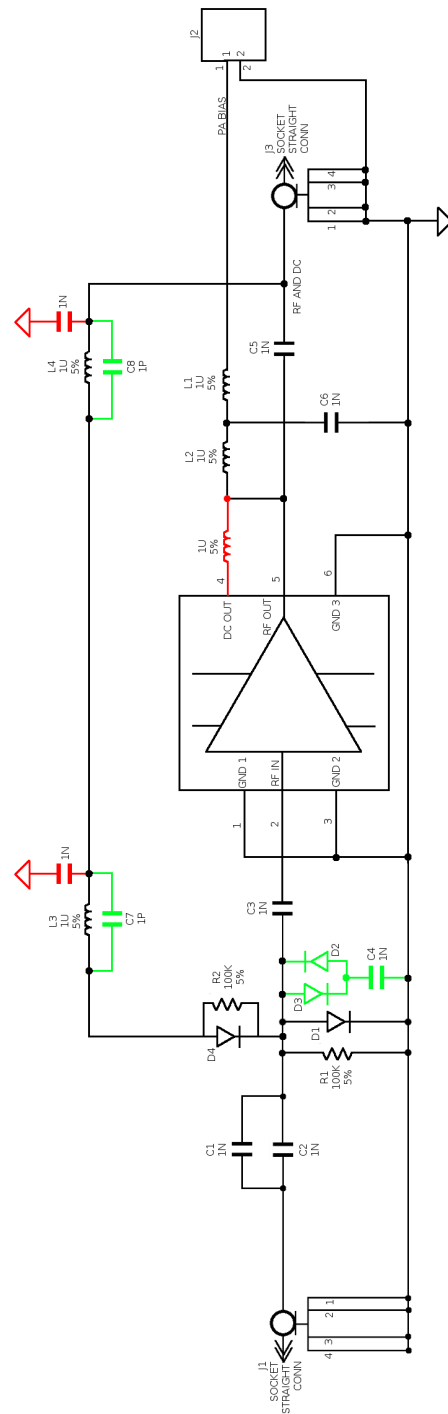


Figura 8.7. Disegno schematico del circuito di alimentazione dei preamplificatori.

in cui sono presenti le induttanze L3 e L4 (*RF-chocke*), che hanno il compito di evitare il passaggio della radiofrequenza (in ingresso o in uscita dal preamplificatore). Pur essendo induttanze da $1\mu\text{H}$, che costituiscono già da sole una grande impedenza a 300 MHz, è necessario rendere il bloccaggio più efficiente: nel progetto originale sono stati inseriti in due circuiti risonanti parallelo posti in serie tra loro e alla linea. Tali circuiti, fatti risuonare a 300 MHz, rappresentano un'impedenza molto grande. Tuttavia la capacità richiesta in C7 e C8 sarebbe di 0.28 pF, che è inferiore alla minima capacità a disposizione. Pertanto, C7 e C8 non sono stati usati ma è stato necessario cortocircuitare la radiofrequenza a terra tramite due condensatori da 1 nF (in rosso in fig. 8.7). Occorre notare che se non si esegue questa modifica, la linea è un percorso di ritorno per la radiofrequenza e di conseguenza è sorgente di oscillazioni dei preamplificatori. La stessa funzione di bloccaggio è svolta dalle due induttanze L1 e L2 e dal condensatore C6 che si trovano all'ingresso della DC del preamplificatore, mentre il condensatore C5 svolge la stessa funzione di C3 bloccando la DC del preamplificatore perchè non raggiunga l'uscita RF. Infine, l'induttanza in rosso nell'uscita DC era inspiegabilmente assente nel modello originale, ma è fondamentale per poter alimentare il preamplificatore, evitando che la radiofrequenza in uscita raggiunga la porta DC. Infine, i due condensatori in ingresso al preamplificatore, C1 e C2 sono fondamentali per la procedura di integrazione bobina-preamplificatore e il loro valore deve essere ricercato con la procedura descritta nel paragrafo seguente.

Il primo test del circuito, effettuato senza i componenti in rosso, con i condensatori C1 e C2 cortocircuitati e con bobina e preamplificatori connessi, non ha dato buoni risultati: il circuito sembrava non funzionare affatto, a causa dell'assenza dell'alimentazione dei preamplificatori data dall'induttanza in rosso. Una volta eseguita questa modifica, il circuito mostrava segni di funzionamento, ma era comunque inutilizzabile a causa delle oscillazioni, che si manifestavano come dei picchi intermittenti in una misura analoga a quella in fig. 8.5. Una volta inseriti i condensatori in rosso il problema delle oscillazioni è stato risolto. Normalmente le oscillazioni sono un problema enorme nella costruzione del *phased array*. In questo caso, la distanza non troppo piccola tra preamplificatori e bobina unita all'utilizzo del circuito multistrato hanno evitato che fossero necessari ulteriori modifiche per evitare le oscillazioni.

8.8 Integrazione bobina-preamplificatore

Gli elementi vicini del *phased array* vengono disaccoppiati tramite sovrapposizione parziale, mentre per quelli non adiacenti è necessario utilizzare un altro metodo. Esistono

diversi metodi: in questo lavoro è stato studiato il metodo classico di Roemer [24] che fa uso dei preamplificatori di bassa impedenza.

L'idea base di questo metodo è diminuire l'accoppiamento tramite l'applicazione di un'alta impedenza ai capi della bobina che porta alla riduzione della corrente che circola nei vari canali. Per trasformare la bassa impedenza data dal preamplificatore in alta impedenza ai capi della bobina Roemer utilizza nel suo articolo un circuito LC alla frequenza di Larmor formato dal condensatore di *matching* e da un'induttanza in serie alla linea. Lo stesso risultato può essere ottenuto, come sarà fatto in questo lavoro, con un condensatore serie e una linea di trasmissione data dal cavo coassiale che connette la bobina con il preamplificatore, come in fig. 8.1. Occorre precisare che questo metodo è tanto più efficace quanto è bassa l'impedenza del preamplificatore. Infatti, con riferimento sempre all'articolo di Roemer, se consideriamo due bobine accoppiate e misuriamo l'impedenza (e quindi la potenza di rumore) e il voltaggio (e quindi il segnale) nella seconda bobina quando la prima è connessa al preamplificatore, si trova:

$$Z_2 = R_2 + \frac{\omega^2 L^2 k^2}{R_1 + \frac{Z_1^2}{R_p}}, \quad (8.2)$$

$$V_t = V_2 - V_1 \frac{i\omega L k}{R_1 + \frac{Z_1^2}{R_p}}. \quad (8.3)$$

Dove Z_2 e Z_1 sono le impedenze ai capi delle due spire (la prima delle quali è quella connessa al preamplificatore), R_1 e R_2 sono le resistenze, L è l'induttanza delle due bobine (supposta uguale), V_1 e V_2 sono le tensioni nelle due bobine prese singolarmente, k è il coefficiente di mutua induttanza e R_p l'impedenza in ingresso al preamplificatore. I secondi termini nelle due equazioni sopra rappresentano rispettivamente i contributi dell'accoppiamento alla potenza di rumore e al segnale. È evidente che tali termini possono essere annullati o riducendo l'accoppiamento ($k \rightarrow 0$) o riducendo l'impedenza in ingresso al preamplificatore ($R_p \rightarrow 0$).

Descriviamo ora come tale metodo è stato implementato. Si esegue innanzitutto una stima della capacità richiesta in serie al preamplificatore tramite un calcolo con la carta di Smith. Segue una misura molto precisa dell'impedenza in ingresso alla bobina, quindi il valore della capacità viene aggiustato per massimizzare l'impedenza.

Preliminarmente, occorre valutare quale sia la lunghezza d'onda a 300 MHz nel cavo coassiale utilizzato come linea di trasmissione, nel caso specifico un cavo semirigido 081. Per i cavi coassiali di qualità si ha in genere $\lambda = 2/3\lambda_0$ dove λ_0 è la lunghezza d'onda nel

vuoto. Volendo effettuare una misura precisa, basta connettere un cavo abbastanza lungo all'analizzatore di reti con circuito aperto ad un'estremità. Il VNA in questa situazione deve essere calibrato impostando il ritardo elettrico sino ad avere il piano di terra nel punto di circuito aperto. Tagliando ora un pezzo di cavo di lunghezza opportuna (per minimizzare l'errore) si osserva che il punto si sposta di un certo angolo lungo il cerchio esterno della carta di Smith. La misura di tale angolo, noto che un giro completo equivale a una lunghezza di $\lambda/2$, fornisce la lunghezza d'onda nel cavo. Nel caso del semirigido 081 è stato ottenuto $\lambda = 0.699\text{m}$. Nota la lunghezza d'onda nel cavo, possiamo misurare la lunghezza delle quattro linee di trasmissione dei quattro canali, e valutare a quale frazione della lunghezza d'onda corrispondono. Questo dato sarà utile nel calcolo con la carta di Smith.

Riconsideriamo la procedura di *matching* del *single loop* descritta nel capitolo precedente. Nella fig. 8.8, si noti innanzitutto il percorso A-B-C-D che già nel paragrafo sul *single loop* ha portato al punto di *matching*. Il circuito che dobbiamo costruire adesso comprende una resistenza quasi nulla del preamplificatore, una linea di trasmissione di lunghezza ℓ e con lunghezza d'onda λ calcolata in precedenza, il condensatore di *matching* e il condensatore in serie al preamplificatore. Il punto di arrivo desiderato è quello di resistenza infinita, ovvero il punto più a destra nell'asse reale. L'unica incognita del problema è il condensatore in serie al preamplificatore. Per costruire il circuito, partiamo con l'inserire la resistenza molto piccola del preamplificatore. Il punto E corrisponde a una resistenza normalizzata nulla (o quasi) ed è quindi il punto di partenza. Da questo punto aggiungiamo in parallelo il condensatore di *matching*, spostandoci nel punto F (che corrisponde al punto 3 durante la procedura di *matching*). La lettura dei valori di capacità è fatta come nel *single loop*. A questo punto, l'aggiunta della linea di trasmissione corrisponde a uno spostamento in verso antiorario lungo il cerchio esterno (a resistenza costante). L'angolo di cui ci si deve spostare è dato dal rapporto ℓ/λ . Ad esempio, se per il primo *loop* la lunghezza della linea è 14 cm, e questo equivale a spostarsi di $14/69.9 = 0.2$ lungo il cerchio esterno. È bene notare che è presente una scala graduata in frazioni di lunghezza d'onda in cui si può leggere il valore ottenuto. In questo modo si passa dal punto F al punto G. Il percorso finale da G a H deve essere fatto con l'inserimento del condensatore C_p . Il valore di C_p viene quindi letto direttamente nel punto G. In questo modo, ripetendo il calcolo per tutti i *loop*, è stata ottenuta una stima dei valori di capacità necessari per avere impedenza alta in ingresso alla bobina.

Dato che questo calcolo non è molto preciso, è necessario eseguire una misura piuttosto

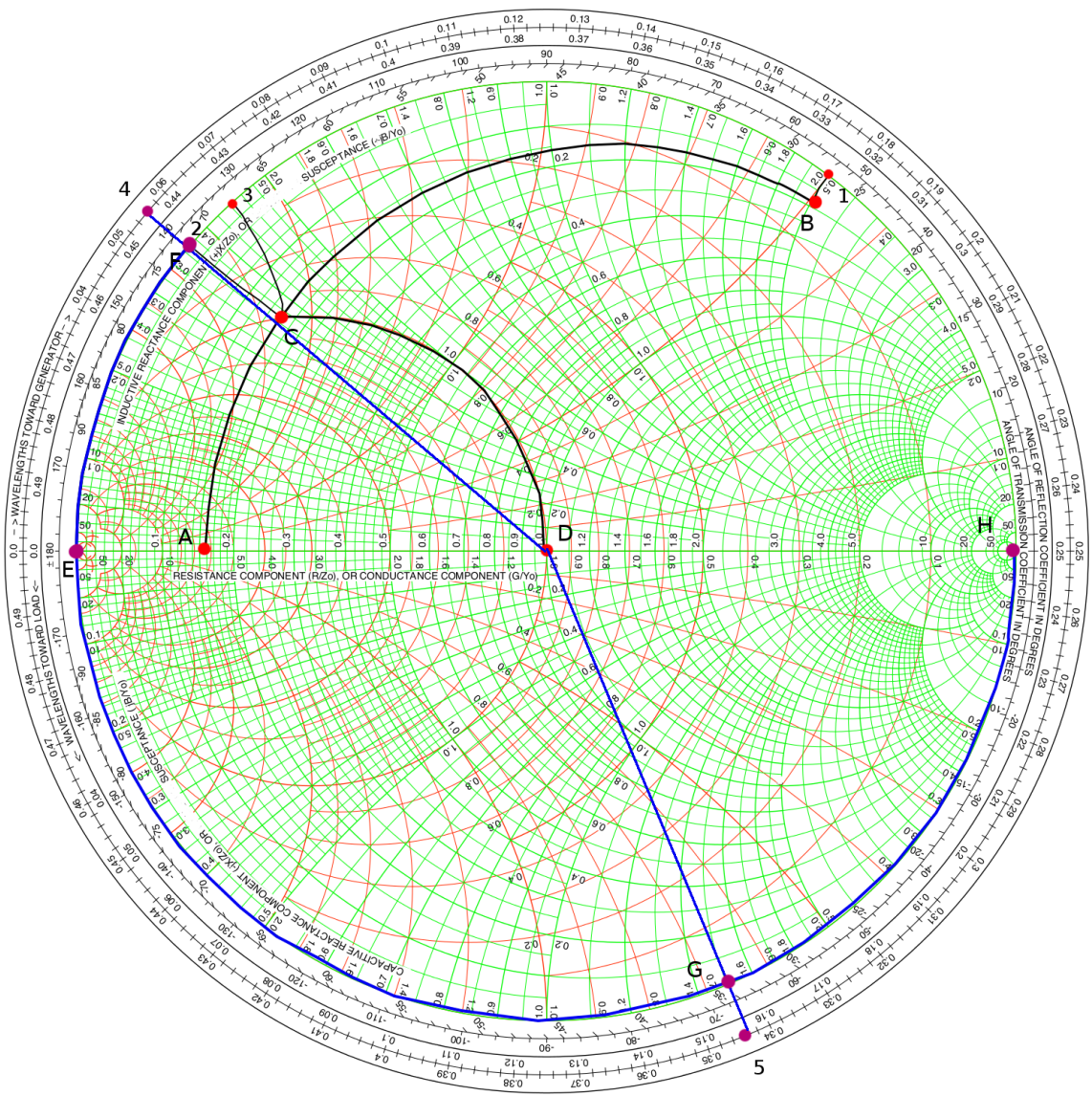


Figura 8.8. Percorso in carta di Smith per il *matching* di un elemento dell'*array* (linee nere e punti rossi) e per la ricerca del valore di C_p (linee blu e cerchi viola).

sto accurata dell'impedenza, e raffinare di conseguenza il valore calcolato per il condensatore. Un valore ideale dell'impedenza in ingresso alla bobina potrebbe essere attorno ai 500Ω , ma già 200Ω è un buon risultato. Per eseguire la misura occorre collegare all'analizzatore un cavo coassiale solido e aggiustare tramite il ritardo elettrico la posizione del piano di terra sino a farlo coincidere con il punto di circuito aperto del cavo. A questo punto, dopo aver aperto tutti i circuiti dei canali, il cavo coassiale viene connesso ai capi del condensatore di *matching*. Per effettuare una misura accurata il cavo deve essere in posizione estremamente stabile. In questo modo sono stati ottenuti i seguenti valori di impedenza:

$$Z_1 = 256\Omega \quad Z_2 = 253\Omega \quad Z_3 = 236\Omega \quad Z_4 = 300\Omega,$$

utilizzando le seguenti capacità:

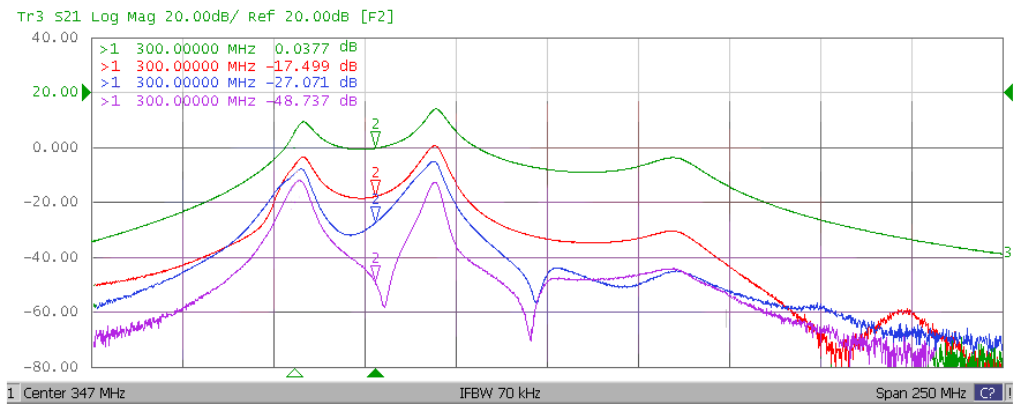
$$C_{p1} = 3.6\text{pF} \quad C_{p2} = 10.5\text{pF} \quad C_{p3} = 8.2\text{pF} \quad C_{p4} = 3\text{pF}.$$

A questo punto occorre valutare il disaccoppiamento tra i vari *loop*. Avendo a disposizione solo un cavo di output del tipo richiesto, non è stato possibile collegare tutti i canali contemporaneamente. È stato pertanto collegato al VNA un canale per volta con gli altri tre terminati a 50Ω , andando a misurare il parametro S_{21} con l'uscita del preamplificatore nel canale 2 e una bobina di *pick-up* di dimensioni molto piccole nel canale 1. La differenza tra il valore letto con la spira di *pick-up* al centro del canale che si sta alimentando e il valore letto nei canali vicini fornisce la potenza trasferita. Ad esempio, in fig. 8.9 è riportato il risultato di questa misura per uno dei *loop* (il quarto). Si osserva un ottimo disaccoppiamento tra i canali, che risulta pari a -17 dB nel caso peggiore. Ripetendo la misura anche per gli altri *loop* si ottengono sempre valori di disaccoppiamento adeguati, ossia inferiori ai -15 dB .

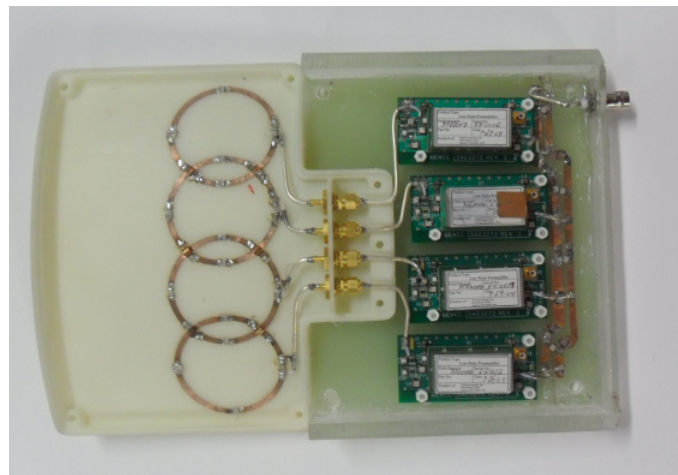
8.9 Sviluppi futuri

Il prototipo di bobina *phased array* costruito ha mostrato nelle misure di laboratorio prestazioni sufficienti a rendere auspicabile l'integrazione nello scanner appena possibile. In questo modo sarà possibile effettuare dei test valutare la risposta dei diversi *loop* e quindi l'omogeneità di campo e il rapporto segnale rumore.

Sarà possibile in ogni caso migliorare sensibilmente il prototipo di bobina, innanzitutto ricostruendo il circuito in Duroid e utilizzando dei preamplificatori con figura di rumore migliore. Un ulteriore miglioramento che sarà eseguito in seguito è l'aggiunta di altri quattro canali di trasmissione, raddoppiando così il campo di vista del rivelatore.



(a)



(b)

Figura 8.9. Immagine del prototipo finale di *phased array* e risultato della procedura di disaccoppiamento per quanto riguarda il quarto canale.

CAPITOLO 9

Progettazione e realizzazione di bobine a 7 T: TEM

Nei capitoli 7 e 8 è riportato il lavoro svolto per la costruzione di bobine di superficie per il segnale del protone. In questo sarà illustrato invece il percorso seguito per la costruzione di una bobina di volume di tipo TEM (vedi capitolo 4.4.1) per il protone a 7 Tesla, da usare in trasmissione e ricezione oppure, con le necessarie modifiche, solo in trasmissione.

9.1 Possibili applicazioni

Il prototipo di bobina TEM realizzata presenta un diametro interno pari a 154 cm, che lo rende adatto principalmente per l'uso con gli arti umani o con piccoli animali. Il diametro scelto è maggiore di quello ottimale per il polpaccio o la coscia in quanto innanzitutto è necessario che il piede entri nella bobina agevolmente, ed inoltre avere dello spazio aggiuntivo renderà possibile in un secondo momento utilizzare la TEM in trasmissione e utilizzare una bobina ricevente inserita al suo interno per la ricezione. Nel caso di studi su piccoli animali invece occorre comunque avere un diametro leggermente maggiore di quello ottimale da un punto di vista elettromagnetico per consentire il passaggio agevole del sistema di sedazione e monitoraggio delle funzioni vitali dell'animale.

9.2 Materiali e metodi

Il supporto su cui è stata costruita la bobina è costituito da due cilindri in plexiglass concentrici di raggio esterno 24 cm e 16 cm e spessore 4 mm, chiusi da due tappi in plexiglass di spessore 5 mm su cui sono praticati dei fori per consentire l'inserimento delle *leg* della bobina. Lo scudo è stato realizzato con un foglio di rame di spessore 100 μm . Il circuito, montato sui tappi dei cilindri, è stato realizzato tramite *etching* di un foglio di rame, coperto di vernice fotosensibile, di spessore 35 μm depositato su un supporto di poliestere, per uno spessore complessivo di 50 μm . Il numero di *leg* scelto è 16 e la lunghezza complessiva della bobina è 15.8 cm. Per le *leg* sono stati utilizzati dei cilindri in rame di diametro esterno 6 mm e spessore 0.4 mm. Il diametro del cerchio su cui si trovano i centri delle *leg* (il *bolt circle*) ha raggio 17.5 cm. In questo modo la distanza tra le *leg* e lo scudo è pari a 3.25 cm. Estrema cura deve essere posta nel costruire una struttura simmetrica quando si incollano i tappi ai due cilindri. Infatti, i cilindri in acrilico non

sono mai perfettamente circolari e non è semplice allineare alla perfezione i fori per le *leg* nei due tappi. Ogni imperfezione in questa fase si tradurrà poi in uno sdoppiamento dei modi, e aumento dell'accoppiamento tra i canali, con conseguente riduzione del fattore Q e soprattutto della sensibilità. Sebbene esista una procedura (descritta in 9.8) per ridurre l'asimmetria con due condensatori sistemati opportunamente, è sicuramente preferibile evitare questa operazione in quanto non sempre è applicabile.

9.3 Prime prove

Il modello di TEM con 16 *leg* e lunghezza 15.8 cm non era stato adottato inizialmente, ma è frutto di successive correzioni. Il primo modello di TEM costruito aveva solo 8 *leg*, uno scudo in rame su supporto di FR4, lo scudo molto più vicino alle *leg* (diametro esterno dello scudo pari a 20 cm) e una lunghezza della bobina di 20 cm. In questo modello i modi erano tra loro sovrapposti e il Q piuttosto basso. Poichè è noto dalla teoria della TEM, presentata nel paragrafo 4.4, che il numero di *leg* determina il numero di modi, mentre l'accoppiamento tra le *leg* ne determina la spaziatura, è stato deciso di incrementare il numero di *leg* a 16, diminuendo la distanza reciproca e aumentando quindi l'accoppiamento. Nel secondo modello quindi sono presenti 16 *leg* e lo scudo è stato sostituito con un foglio di rame, nella speranza di migliorare il Q con l'eliminazione delle perdite di cui è responsabile l'FR4. Sebbene in questo modello i modi fossero più distinguibili, si osservava comunque una certa sovrapposizione. Infatti per migliorare l'accoppiamento tra le *leg* la scelta più opportuna non è quella di aumentarne il numero, dal momento che in questo modo la larghezza dello spettro completo è maggiore, ma aumenta anche il numero di modi. La scelta migliore è invece quella di incrementare la distanza tra *leg* e scudo, aumentando la mutua induttanza tra le *mesh* senza aggiungere ulteriori modi. Il passo successivo è stato quindi aumentare il diametro dello scudo a 24 cm, ottenendo il modello che sarà ora discusso in dettaglio.

9.4 Misura dell'induttanza di singola *mesh*

Nell'equazione (4.1), che descrive lo spettro della TEM, compare la frequenza di risonanza della singola *mesh* ω_a . Nello script MATLAB che implementa tale teoria occorre dare in ingresso questo parametro oltre a tutti i parametri che descrivono la geometria della bobina. Attraverso una procedura iterativa, sfruttando tale script, è stato possibile verificare che a frequenza del modo omogeneo vicina a 300 MHz corrisponde un valore della frequenza di singola *mesh* di circa 370 MHz.

Occorre quindi misurare l'induttanza della singola *mesh* e trovare il corretto valore

modo	ν_{misurata} [MHz]	$\nu_{\text{calcolata}}$ [MHz]	errore percentuale
0	294	267	10%
1	324	304	6%
2	360	339	6%
3	395	371	6%
4	423	399	6%
5	446	421	6%
6	461	437	5%
7	471	447	5%
8	475	450	5%

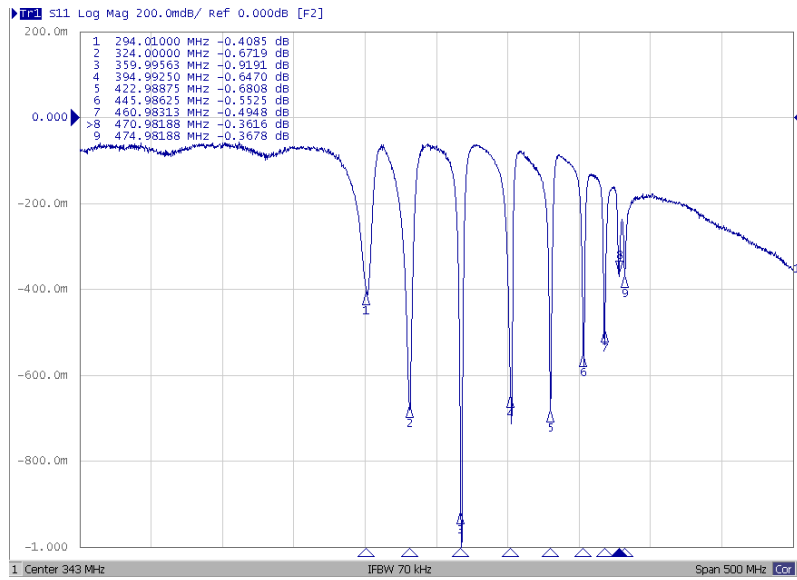
Tabella 9.1. Confronto tra le frequenze di risonanza misurate e quelle previste dalla teoria ad elementi concentrati.

delle due capacità serie (una nell'*end ring* superiore ed una in quello inferiore) che portano a una frequenza di singola *mesh* vicina a tale valore. Dalla misura di induttanza è stato ottenuto $L = 268\text{nH}$ e quindi inserendo 2.1 pF in un *end ring* e 1 pF nell'altro, è stata misurata una frequenza di risonanza di 373 MHz, di poco maggiore rispetto a quella desiderata. Il fatto che sia maggiore è positivo in quanto è più semplice far diminuire la frequenza aggiungendo una piccola capacità piuttosto che farla aumentare sostituendole tutte.

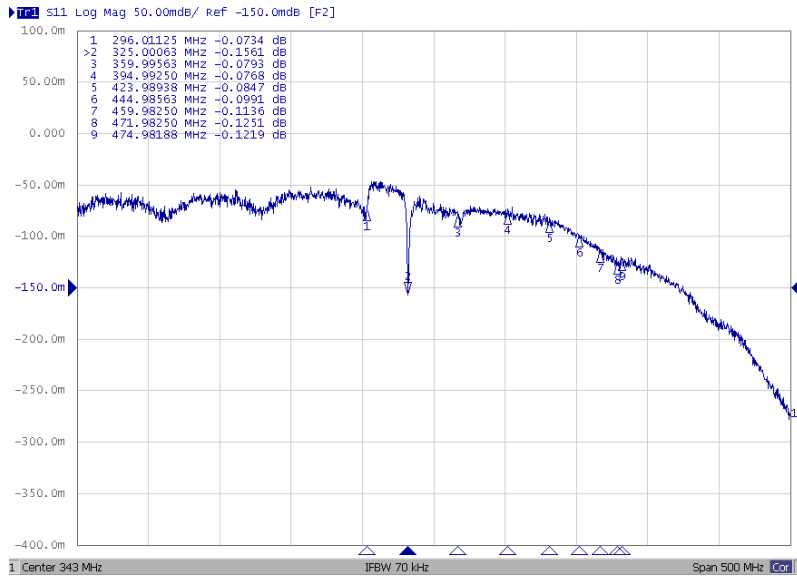
9.5 Tuning

A questo punto occorre inserire tutte le *leg*, ognuna con 2.1 pF in serie a 1 pF. Per evitare di perturbare troppo la simmetria, due *leg* adiacenti hanno il condensatore da 2.1 pF rispettivamente nell'*end ring* superiore la prima ed inferiore la seconda. Possiamo quindi valutare quale sia lo spettro della TEM risultante. Questo può essere fatto con una spira di *pick up* prima posizionata tra le *leg* e lo scudo per vedere tutti i modi con un forte segnale, poi al centro per verificare quale sia il modo omogeneo. Il risultato è mostrato in figura 9.1, dove si osserva lo spettro con il numero di modi previsto dalla teoria. La posizione dei modi invece non si accorda bene con quanto previsto dallo script MATLAB, come mostra la tabella 9.1, in quanto compare un errore di almeno il 5%. Questo è dovuto probabilmente al fatto che la teoria ad elementi concentrati perde in accuratezza ad alto campo, a causa della variazione della fase lungo le *leg*.

Dallo spettro misurato appare evidente che occorre correggere la frequenza di risonanza prima di poter procedere con le altre operazioni. Un calcolo semplice, sfruttando la relazione $\omega = 1/\sqrt{LC}$, fornisce il corretto valore per la capacità totale nella *leg*, che



(a)



(b)

Figura 9.1. Lo spettro misurato con una bobina di *pick-up* tra leg e scudo (a) e al centro della TEM (b)

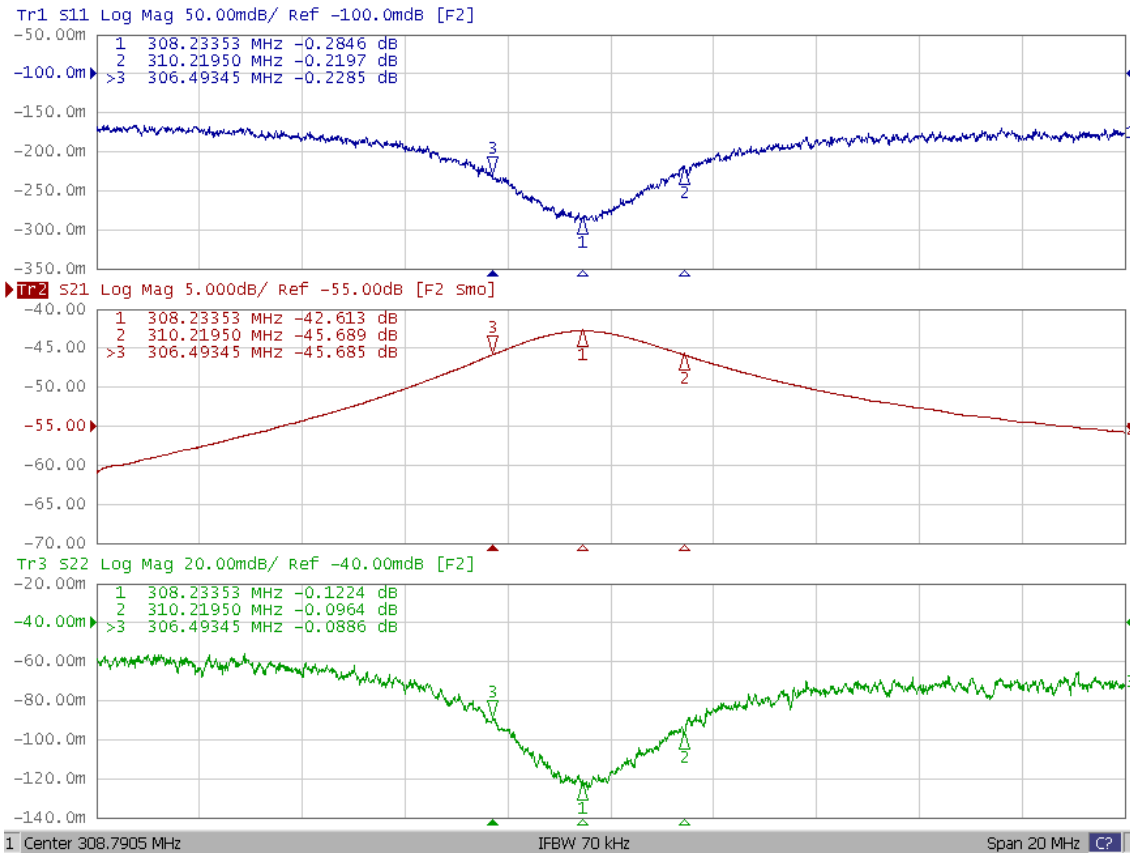
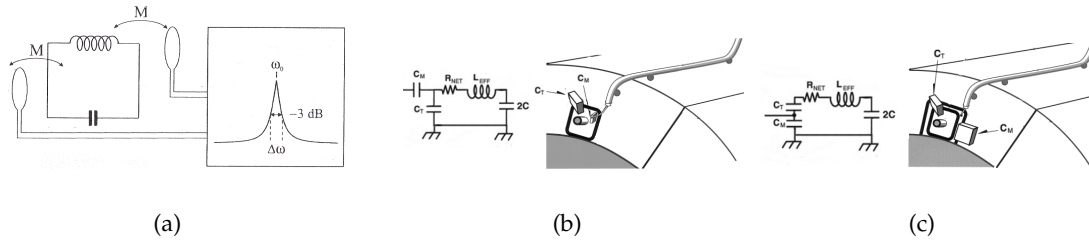
risulta essere pari a 0.9 pF. Aggiungendo 0.5 pF in parallelo a tutti i condensatori da 1 pF inseriti in precedenza si ottiene una capacità pari a 0.875 pF in ogni *leg*, abbastanza vicina a quella desiderata. Facendo questa modifica, la frequenza di risonanza del modo omogeneo scende a circa 307 MHz. A questo punto conviene procedere con il *matching* (che comporterà un'ulteriore variazione nella frequenza di risonanza) ed eseguire poi eventualmente un ulteriore *tuning*.

9.6 Misura del fattore Q

Per eseguire il *matching* occorre prima misurare il Q e ricavare da qui la resistenza, come mostrato in [34]. Discutiamo innanzitutto come si possa misurare il fattore Q, mentre nel prossimo paragrafo sarà mostrato come ricavare da questo la capacità di *matching*.

Possiamo utilizzare tre metodi diversi per misurare il fattore Q di una TEM. Il metodo più semplice è una misura in S_{21} con due spire, in cui la larghezza di banda è misurata nel punto di -3 dB rispetto al massimo, facendo attenzione che l'accoppiamento tra le spire e la bobina sia abbastanza basso, in generale più debole di -0.5 dB. Sebbene questo metodo sia di semplice applicazione, spesso è difficile avere un segnale sufficientemente forte e la misura non è ben ripetibile. Il secondo metodo è un accoppiamento capacitivo in serie. Per avere un accoppiamento debole (evitando di perturbare troppo il sistema) il condensatore serie deve essere molto piccolo. Poichè già 0.5 pF è un condensatore molto grande, si può usare un pezzo di striscia in rame (*strip*) saldata al conduttore interno di un coassiale (il cui esterno è saldato alla terra della bobina). Variando la distanza della *strip* dalla bobina o la dimensione della *strip* stessa si può variare l'accoppiamento capacitivo, rendendolo debole a piacere. Il terzo metodo è invece un accoppiamento capacitivo in parallelo. In questo caso il condensatore di accoppiamento deve essere molto grande, ad esempio nel nostro caso era 10 pF. In questo modo, il sistema di condensatori *tuning-matching* si comporta come un autotrasformatore in cui il punto di attacco è dato dal rapporto tra le capacità. Aumentare il condensatore di *matching* significa quindi avvicinare alla terra il punto di attacco dell'autotrasformatore, diminuendo l'accoppiamento. In entrambi gli accoppiamenti capacitivi, la misura avviene comunque in S_{21} con una spira di *pick up*.

Tutti e tre i metodi sono stati testati per misurare il Q della TEM, ottenendo un Q pari a 90 senza carico e 26 con il carico in tutti i casi. La figura 9.2 mostra schematicamente i tre metodi e la misura del Q.



(d)

Figura 9.2. Misura del Q con due spire (a), con accoppiamento capacitivo serie (b), e parallelo (c). In (d) il risultato della misura con accoppiamento serie e a vuoto. Il condensatore di accoppiamento è indicato con C_m , ma non rappresenta un condensatore di matching.

9.7 Matching

Una volta noto che il Q della bobina con carico è pari a 26, possiamo procedere con il calcolo della resistenza che essa presenta in ingresso alla linea di trasmissione. Occorre notare che questa non è la resistenza che compare nella definizione di Q , come verrà ora dimostrato. Seguendo la trattazione riportata in [34], calcoliamo innanzitutto la potenza dissipata dalla bobina. Essendo tutte le *leg* percorse da una corrente indipendente, la potenza dissipata è:

$$P_t = \sum \frac{1}{2} R_n I_n^2 = \frac{I_0^2}{2} \sum R_n \cos^2\left(\frac{2\pi n}{N}\right) = \sum \frac{1}{2} R_{\text{net}} I_0^2 \quad (9.1)$$

in cui la corrente nell' n -esima *leg* di una TEM è stata ipotizzata essere nella forma $I_N = I_0 \cos\left(\frac{2\pi n}{N}\right)$, ed è stato definito:

$$R_{\text{net}} = \sum R_n \cos^2\left(\frac{2\pi n}{N}\right) = \frac{NR}{2}, \quad (9.2)$$

dove R_n è la resistenza nella *leg* n -esima, che si suppone uguale per tutte le *leg* e pari a R . Occorre ora dimostrare che R_{net} è la resistenza in serie presentata dal risonatore alla linea, ovvero quella che occorre conoscere per il *matching*. Infatti, se la sorgente fornisce alla bobina una potenza $\frac{R_s I_s^2}{2}$ e questa dissipa una potenza $\frac{R_{\text{net}} I_0^2}{2}$ la condizione di *matching* è che queste due siano uguali, ovvero che tutta la potenza sia dissipata nella bobina:

$$\frac{R_s I_s^2}{2} = \frac{R_{\text{net}} I_0^2}{2} \quad (9.3)$$

da cui deriva:

$$\frac{I_0}{I_s} = \sqrt{\frac{R_s}{R_{\text{net}}}}. \quad (9.4)$$

In questa condizione di *matching* l'unico parametro del circuito che compare è R_{net} . È possibile dimostrare che questa è una relazione analoga a quella che si avrebbe in un normale circuito RLC, in cui R_{net} è la resistenza serie equivalente. L'energia immagazzinata nella bobina è:

$$E = \frac{I_0^2}{2} \sum \frac{1}{\omega^2 C_n} \cos^2\left(\frac{2\pi n}{N}\right) \quad (9.5)$$

utilizzando le eq. (9.5) e (9.1) si può calcolare il Q utilizzando la definizione più generale:

$$Q = \frac{\frac{I_0^2}{2} \sum R_n \cos^2\left(\frac{2\pi n}{N}\right)}{\frac{I_0^2}{2} \sum \frac{1}{\omega^2 C_n} \cos^2\left(\frac{2\pi n}{N}\right)} = \frac{1}{\omega CR} \quad (9.6)$$

in cui compare la capacità, la resistenza della singola *mesh* e la frequenza. Invertendo quest'ultima e combinandola con l'eq. (9.2) si trova:

$$R_{\text{net}} = \frac{N}{2\omega CQ}. \quad (9.7)$$

Nel nostro caso:

$$N = 16 \quad C = \frac{1.5 \cdot 2.1}{1.5 + 2.1} = 0.875 \text{ pF} \quad Q = 26$$

da cui

$$R_{\text{net}} = 187 \Omega.$$

Questo valore fornisce quindi il punto di inizio della procedura di *matching* con la carta di Smith, segnato con A in figura 9.3.

A questo punto è stato osservato (con notevole sorpresa) che il metodo standard di accoppiamento capacitivo parallelo descritto nell'articolo [34] non può essere applicato a questa TEM, in quanto l'alto valore di resistenza fa sì che il punto A sia nel lato destro della carta di Smith (resistenza maggiore di 50Ω), anziché nel lato sinistro dove si trova solitamente per le bobine a basso campo. È stato quindi necessario studiare un nuovo percorso, che risulterà essere un *matching* capacitivo in serie.

Il primo passo nella carta di Smith è togliere il condensatore da 2.1 pF, spostandosi lungo il cerchio a resistenza costante sino al punto B. La lettura dei valori di impedenza che identificano i vari punti è assolutamente analoga a quella fatta per il *single loop* e sarà quindi ora sottintesa. Dal punto B, possiamo spostarci sul cerchio a conduttanza costante con l'aggiunta di un condensatore in parallelo, sino ad arrivare al punto C, che interseca il cerchio di resistenza unitaria. La lunghezza del percorso BC fornisce il valore della capacità di tuning, che risulta essere $C_t = 1.85 \text{ pF}$. Il percorso CD sul cerchio a resistenza costante corrisponde all'aggiunta di un condensatore in serie, il cui valore può essere letto nel punto 4 e risulta essere $C_m = 3.4 \text{ pF}$. Tra i valori a disposizione, si è pertanto scelto di utilizzare:

$$C_t = 2.1 \text{ pF} \quad C_m = 3.6 \text{ pF}.$$

Questa soluzione è stata implementata in due punti distanti $\pi/2$ lungo l'angolo azimutale per effettuare l'eccitazione in quadratura. Il fatto che la distanza tra i due punti di *matching* sia $\pi/2$ comporta un altro importante vantaggio. Infatti, è dimostrato in [23] che due perturbazioni identiche sfasate di $\pi/2$ lungo l'angolo azimutale si cancellano. Pertanto, inserendo il secondo canale si annulla la perturbazione della simmetria causata

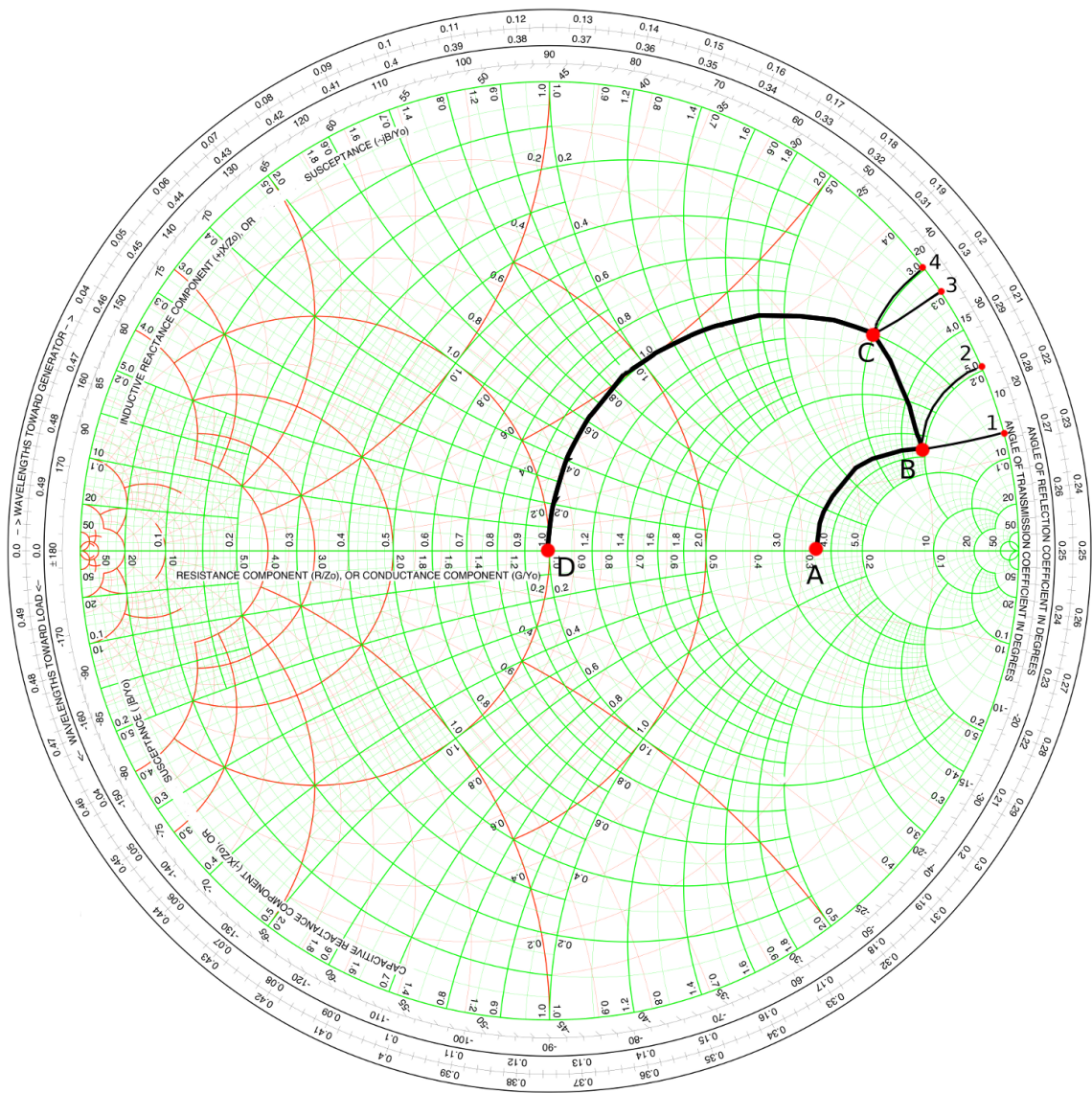


Figura 9.3. Percorso di *matching* per la TEM.

dall'inserimento del circuito di *matching*. La figura 9.4 mostra la situazione dopo il *matching*. Si nota come l'inserimento del secondo canale perturba in realtà la simmetria della bobina. Questo può essere dovuto a un'asimmetria nella geometria della bobina.

Per quanto riguarda il bilanciamento, non è necessario usare un *matching* serie bilanciato come in figura 5.3(e) in quanto l'esterno del coassiale è connesso al centro dello scudo della TEM (come in figura 9.2(a)), dove è presente una terra virtuale data dalla simmetria, che consente un accoppiamento bilanciato automatico. Dal punto di connessione del conduttore esterno a quello di *matching*, lo scudo del coassiale è saldato diverse volte nello scudo della TEM, rendendo il cavo parte integrante del circuito della bobina.

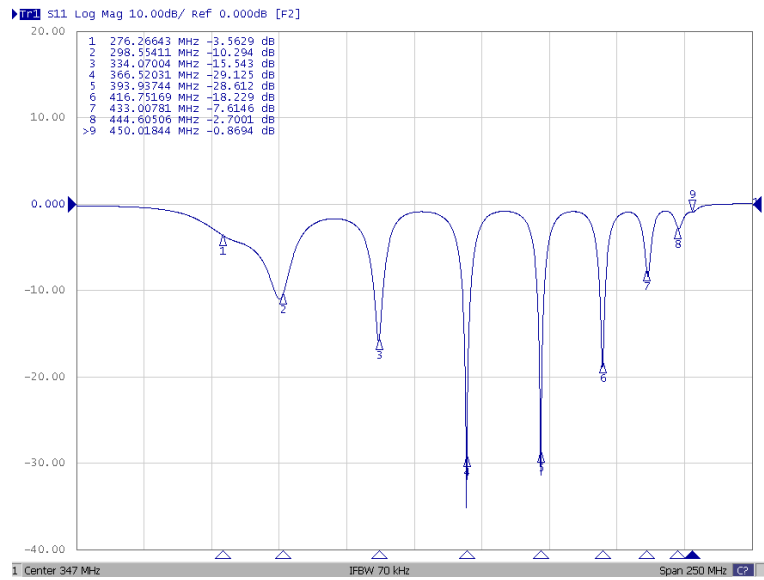
9.8 Correzione di simmetria e aggiustamenti empirici

I parametri S alla frequenza di 298 MHz, dopo l'inserimento del secondo canale sono:

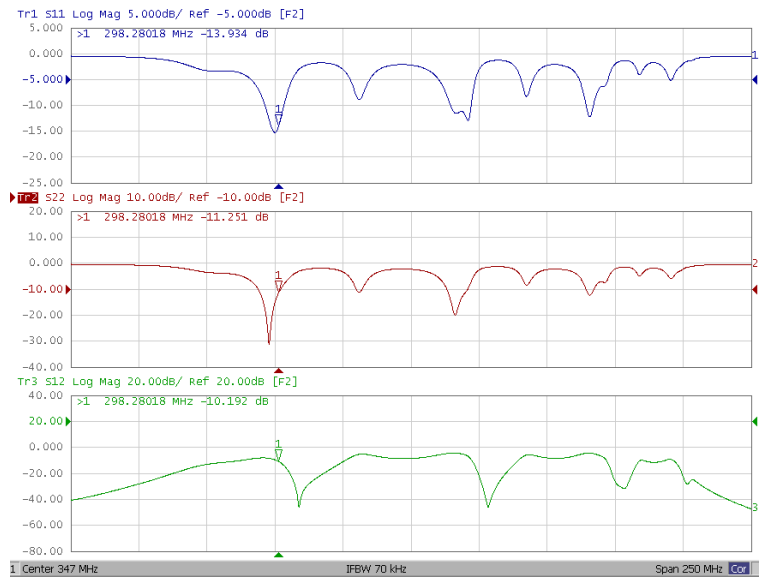
$$S_{11} = -13.93 \text{ dB} \qquad S_{22} = -11.25 \text{ dB} \qquad S_{12} = -10.19 \text{ dB}$$

Mentre i coefficienti di riflessione, sebbene non ottimali, sono comunque accettabili, lo stesso non si può dire per l'accoppiamento tra i due canali. Con tale valore, il guadagno in termini di SNR dato dalla quadratura è sicuramente inferiore al $\sqrt{2}$ che si vorrebbe ottenere. Per questo motivo occorre cercare di rimuovere l'asimmetria che causa l'orientazione non ortogonale dei campi generati dai due canali, sino ad ottenere un S_{21} inferiore ai -13 dB.

È presente una teoria, riportata in [23] su come correggere la simmetria di una TEM (o *Birdcage*). L'idea è sfruttare il fatto che un numero arbitrario di perturbazioni generiche, che possono essere asimmetrie nella geometria o perturbazioni nei condensatori, si sommano comportandosi al prim'ordine come una singola perturbazione di un condensatore. Al second'ordine si trova che nuovamente tutte le perturbazioni sono equivalenti alla perturbazione di un condensatore posto a una distanza di $\pi/4$ dal primo lungo l'angolo azimutale. Pertanto, con due condensatori opportuni posti a $\pi/2$ dai due condensatori risultanti dalla perturbazione, l'asimmetria viene cancellata completamente. Per individuare la posizione dei condensatori, si sfrutta il fatto che la perturbazione genera uno sdoppiamento dei modi e i campi generati dai modi sdoppiati sono tra loro ortogonali. Utilizzando una bobina di *pick up* è possibile quindi individuare la direzione dei due campi e di conseguenza le *leg* di massima corrente per ciascun modo. A $\pi/2$ dalla *leg* di massima corrente per il modo sdoppiato di frequenza maggiore deve essere posizionato il condensatore per la correzione al prim'ordine. A $\pi/4$ da esso deve essere posto quello per la correzione al second'ordine, qualora questa sia possibile. Il calcolo del valore del



(a)



(b)

Figura 9.4. Risultato della procedura di *matching*, su un solo canale (a) e dopo l'inserimento del secondo canale (b).

condensatore di correzione può essere fatto utilizzando la formula:

$$C' = C \left(1 + \frac{N\Delta\omega}{\omega} \right) \quad (9.8)$$

dove C' è la capacità sulla *leg* dopo la correzione di simmetria, C è la capacità iniziale, N il numero di *leg*, ω la frequenza di risonanza e $\Delta\omega$ lo sdoppiamento tra i modi misurato.

Questa teoria è stata applicata con ottimi risultati sui due prototipi preliminari di TEM presentati nel paragrafo 9.3, ma non è stato possibile applicarla a quest'ultimo prototipo, in quanto la simmetria non è abbastanza perturbata da rendere visibile lo sdoppiamento tra i modi (considerando il Q della bobina non sufficientemente alto). Occorre quindi procedere in maniera empirica provando a modificare leggermente la capacità delle varie *leg*, sino ad identificare quella in cui l'aumento del valore di capacità porta ad un miglioramento del Q e al disaccoppiamento tra i canali. È stata quindi identificata la *leg* corretta ed è stata variata leggermente la capacità in questa *leg* e in quella a distanza π da essa, per sommare le due correzioni. Il miglior risultato si ottiene mettendo 1 pF in serie a 2 pF nella *leg* 3 e 2.1 pF in serie a 2.6 pF nella *leg* 11, dove la numerazione parte da 0 nella *leg* in cui si trova il primo punto di *matching*, guardando dal lato dell'alimentazione.

Un altro miglioramento ottenuto empiricamente è stato la variazione del condensatore di *tuning* da 2.1 a 1.5 pF, in entrambi i canali. In questa situazione, il risultato è quello che si osserva in figura 9.6, con un braccio come carico e in situazione a vuoto. Il risultato ottenuto è pertanto:

$$S_{11} = -14.37 \text{ dB} \quad S_{22} = -20.99 \text{ dB} \quad S_{12} = -13.01 \text{ dB}$$

9.9 Misura dell'omogeneità nel laboratorio

Utilizzando la bobina di *pick-up* schermata dal campo elettrico è stata valutata l'omogeneità del campo a vuoto. Il risultato è sicuramente ottimo, in quanto a distanze sufficientemente grandi dalle *leg*, ovvero nel cilindro interno di raggio 7.7 cm, la variazione massima del campo magnetico osservata è pari al 20% muovendosi nella direzione trasversa (con la bobina di *pick up* orientata verso uno dei punti di alimentazione) e al 15% nella direzione longitudinale (al centro della TEM).

9.10 Simulazioni

La TEM è stata simulata sia con FEKO che con CST. Anche in questo caso è stato verificato che il supporto plastico sia trascurabile nella simulazione. La TEM non si presta bene

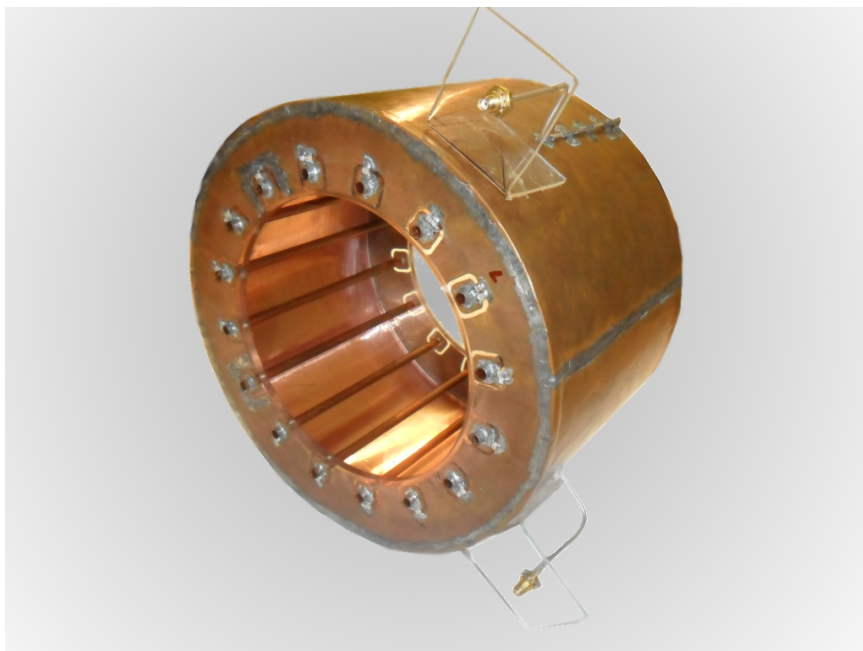
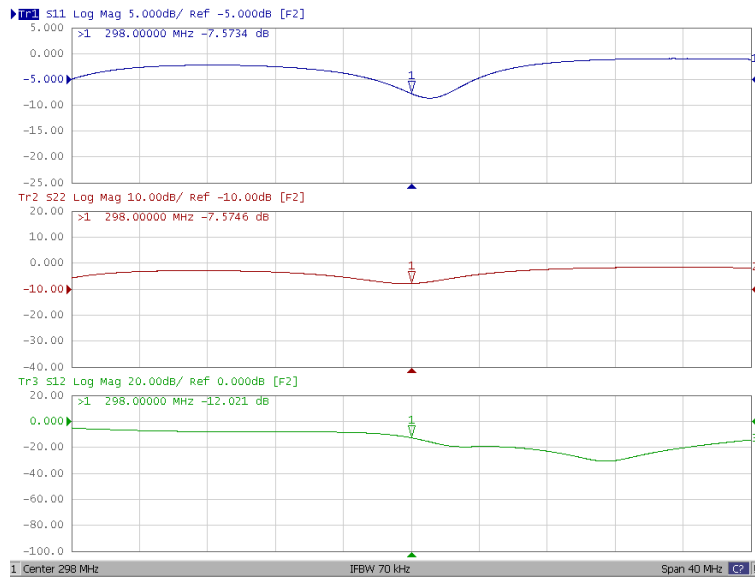


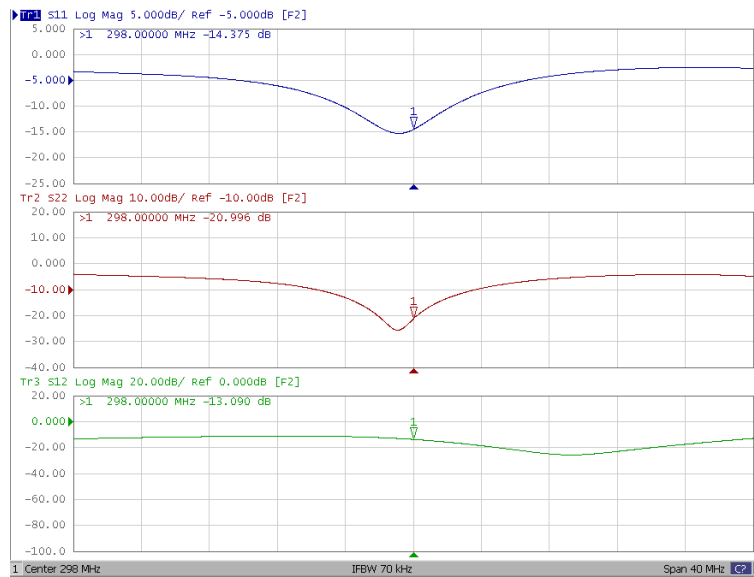
Figura 9.5. Foto del prototipo di TEM realizzato.

a un calcolo di tipo MoM in quanto le *leg* cilindriche di raggio 0.3 mm sono difficilmente modellizzabili con una *mesh* triangolare, e fanno sì che il rapporto superficie/volume sia abbastanza alto. La *mesh* utilizzata nelle *leg* è più fitta possibile, ma la memoria RAM dell'elaboratore (pari a 12 Gb) limita il numero massimo di incognite nella simulazione.

Lo spettro ottenuto con la simulazione mostra uno spostamento costante rispetto allo spettro misurato di circa 20 MHz. Tuttavia, una volta corretto tale spostamento la predizione della posizione dei modi è in ottimo accordo con le misure sperimentali, come mostrato in tabella 9.2. È sorprendente che uno spostamento analogo sia stato ottenuto anche con CST, anche se la relativa simulazione non è stata qui riportata. Ulteriori simulazioni sono tuttora in corso per identificare con sicurezza quale sia la causa di questa traslazione dello spettro nella simulazione. Si ipotizza al momento che la poca accuratezza nella modellizzazione delle *leg* sia a causa di un errore nell'induttanza della *mesh*, che si propaga in un errore nella frequenza centrale dello spettro. La modellizzazione dell'accoppiamento tra le *leg* è invece praticamente perfetta, in quanto è ottima la predizione sulla separazione tra i modi. Per poter estrarre dalla simulazione le informazioni sui campi occorre quindi variare leggermente la capacità di *tuning* e portare quindi artificialmente la frequenza di risonanza del modo omogeneo ai 298 MHz richiesti. In questo



(a)



(b)

Figura 9.6. Risultato finale per la TEM, nella situazione senza carico (a) e con un braccio come carico (b)

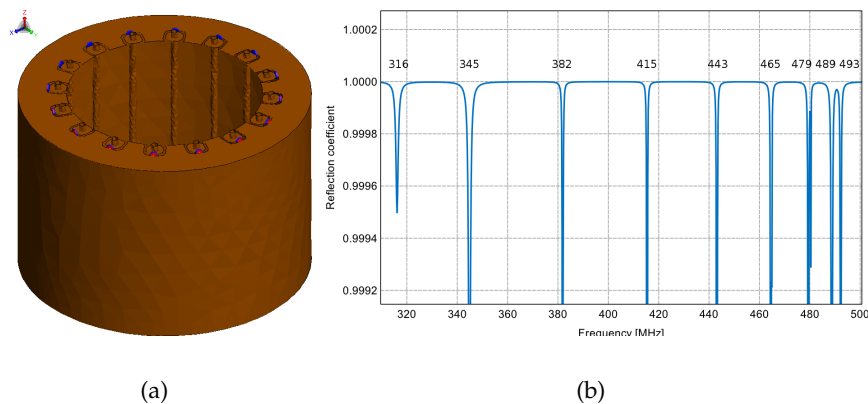


Figura 9.7. Modello della TEM simulato (a) e coefficiente di riflessione (b).

modo	ν_{mis} [MHz]	ν_{sim} [MHz]	$\Delta\nu/\nu$	$\nu_{\text{sim}} - 20$ [MHz]
0	294	316	7.0%	296
1	324	345	6.1%	325
2	360	382	5.8%	362
3	395	415	4.8%	395
4	423	443	4.5%	423
5	446	465	4.1%	445
6	461	479	3.8%	459
7	471	489	3.7%	469
8	475	493	3.7%	473

Tabella 9.2. Confronto tra le frequenze di risonanza misurate e quelle predette dalla simulazione con FEKO.

modo sono state simulate le mappe di campo riportate in figura 9.8. Si osserva chiaramente che la distribuzione di corrente nelle varie *leg* è quella attesa dalla teoria per tutti i modi, e che il modo 1 è effettivamente molto omogeneo.

Ulteriori simulazioni sono state fatte con l’inserimento di un carico omogeneo. In questo caso si osserva una forte disomogeneità, come preannunciato nel capitolo 3. Questo è sicuramente un problema ma allo stato attuale è un campo della ricerca ancora aperto. L’intensità della disomogeneità dovrebbe tuttavia attenuarsi se il fantoccio non è omogeneo, come nel caso venga utilizzato un fantoccio umano. Il prossimo passo sarà l’implementazione di una simulazione con un fantoccio umano, e il confronto tra le mappe di campo ottenute e quelle che si misureranno nello scanner.

9.11 Modifiche future

La bobina così ottenuta ha sicuramente prestazioni che la rendono utilizzabile nello scanner. Tuttavia, è necessario, prima del test nel magnete, segmentare lo scudo per evitare che si formino su di esso delle correnti parassite dovute alla rapida accensione dei gradienti. Nella costruzione del prototipo con lo scudo segmentato si utilizzeranno le stesse caratteristiche geometriche del modello descritto in questo capitolo, ma materiali di qualità superiore: in particolare lo scudo dovrà essere in duroid e i circuiti degli *end ring* in un supporto rigido di FR4. Lo scudo avrà quindi dei tagli verticali e orizzontali uniti da condensatori di valore molto grande. Il numero di tagli, che deve essere più alto possibile per evitare le correnti parassite, deve essere tale da mantenere la simmetria. Pertanto, sarà eseguito un taglio verticale per ogni *leg* e due tagli lungo la circonferenza. Il valore dei condensatori deve essere tale da presentare altissima impedenza per frequenze dell'ordine dei 100 kHz (indotte dai gradienti) e bassissima impedenza per la frequenza di lavoro di 300 MHz. Ad esempio, una capacità di 1 nF ha impedenza pari a 1600Ω a 100 kHz e 0.5Ω a 300 MHz e potrebbe quindi essere adeguata.

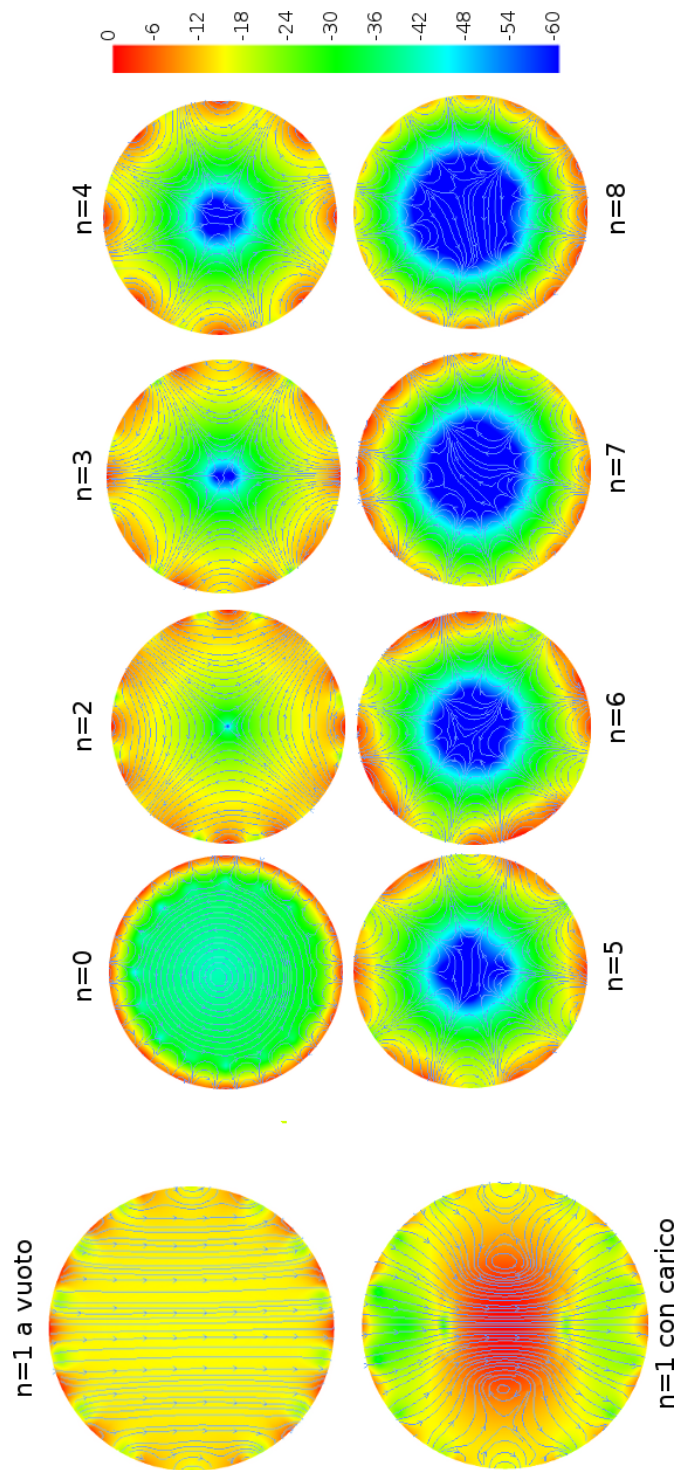


Figura 9.8. Mappe dell'intensità (in dB normalizzati) e direzione del campo magnetico per la TEM scarica e con un carico omogeneo di caratteristiche simili al muscolo a 7 Tesla.

CAPITOLO 10

Progettazione e realizzazione di bobine a 7 T: bobine multinucleari

Nell'ambito di questo lavoro di tesi sono stati progettati e realizzati diversi modelli di bobine a doppia frequenza, per protone e fosforo. Come nel caso della bobina *single loop* anche in questo caso è stata adottata la configurazione trasmittente/ricevente, ma in futuro potrà essere sviluppata una trasmittente a doppia frequenza e quindi la bobina sviluppata potrà essere adattata alla sola ricezione, migliorando sicuramente i risultati in termini di omogeneità di campo e sensibilità.

10.1 Possibili applicazioni

Nelle applicazioni connesse a questo lavoro di tesi l'interesse per le bobine multinucleari nasce dal desiderio di poter effettuare ad alto campo studi su patologie neuromuscolari tramite imaging e spettroscopia del nucleo del ^{31}P nell'arto inferiore. È pertanto interessante sviluppare bobine in cui il FOV del fosforo e del protone sia lo stesso e in cui sia possibile utilizzare i due canali in parallelo. Sono stati progettati diversi modelli di bobine, con diversi campi di vista e geometrie, in grado di adattarsi ad applicazioni diverse con facilità.

10.2 Simulazioni

Per la progettazione della bobina a doppia frequenza sono state effettuate delle simulazioni di vari modelli allo scopo di confrontarne le prestazioni performance e la realizzabilità. In questo paragrafo saranno esaminati i diversi modelli simulati, mentre nel seguente sarà descritta la procedura utilizzata nel costruire alcuni dei prototipi.

10.2.1 Spire concentriche, prima versione

Nel capitolo 6 è stata presentata una bobina a doppia frequenza per il fosforo e il protone a 1.5 T. Il primo prototipo sviluppato è quindi un semplice adattamento di questo modello per lo scanner 7 T in cui si è cercato di mantenere le stesse dimensioni geometriche e la stessa curvatura per i due canali. Infatti, il modello riportato in figura 10.1 ha forma rettangolare con gli angoli smussati, le dimensioni delle spire sono $18.5\text{ cm} \times 12\text{ cm}$ per l'idrogeno e $9\text{ cm} \times 8\text{ cm}$ per il fosforo. La *strip* in rame ha spessore $35\ \mu\text{m}$ e larghezza 5 mm. Per un campo a 7 T le frequenze di risonanza sono 300 MHz per il canale del protone e 120 MHz per quello del fosforo.

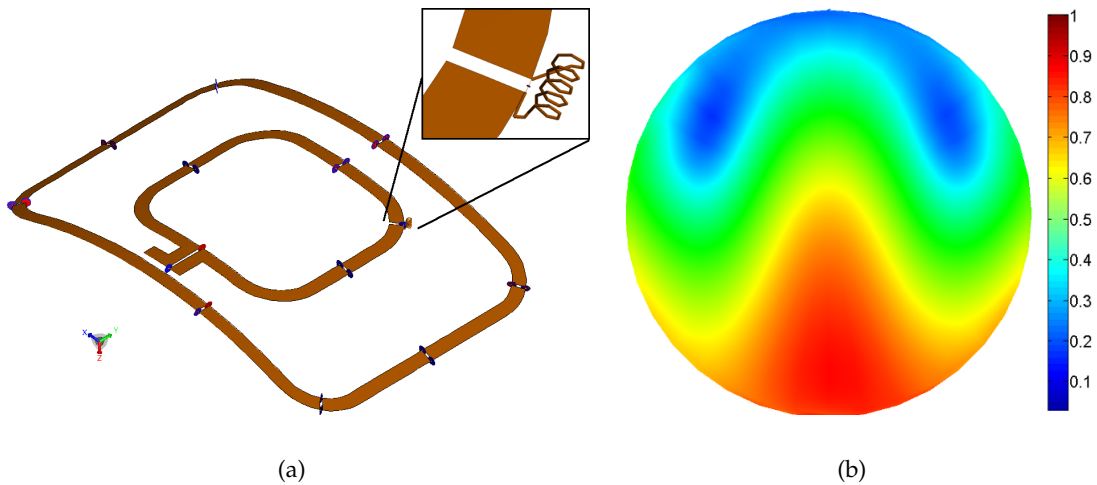


Figura 10.1. Primo modello di bobina a doppia frequenza (a) e mappa del campo magnetico a 300 MHz, con un fantoccio omogeneo a 2 cm dalla bobina (in unità arbitrarie).

In figura 10.1a si può notare anche il dettaglio del circuito di *trap*. Come già discusso nel paragrafo 4.4.3, è un semplice circuito LC in serie al canale del fosforo, la cui frequenza di risonanza è 300 MHz. Il condensatore è modellizzato tramite un elemento virtuale, mentre l'induttanza è modellizzata come un solenide la cui geometria, così come la capacità del condensatore, è stata determinata tramite un'ottimizzazione del solo circuito di *trap*. Occorre scegliere il valore dell'induttanza con cura in quanto deve essere piccola rispetto a quella della spira del fosforo per evitare un'eccessiva perdita di sensibilità in questo canale. Una volta costruito il modello, e ottenuto un *matching* e un disaccoppiamento sufficiente tra i due canali, è stata valutata l'omogeneità di campo. Mentre nel caso del canale del fosforo il risultato è stato soddisfacente e in linea con le aspettative, il campo per il canale del protone è risultato essere piuttosto disomogeneo (figura 10.1b), confermando la presenza degli artefatti di disomogeneità attesi a 7 T.

10.2.2 Spire disaccoppiate induttivamente

Il secondo modello simulato è costituito da due spire circolari, complanari e parzialmente sovrapposte (analoghe a due elementi del *phased array*, ma a due frequenze diverse). Tale modello è un utile esercizio, in quanto consente di valutare quale sia l'interazione tra due spire identiche alle due frequenze al variare della sovrapposizione, ma non ha nessuna utilità pratica in quanto i due canali non sottendono il medesimo campo

distanza [mm]	S_{12} 300 MHz [dB]	S_{12} 120 MHz [dB]
83	-52	-30
60.6	-68	-45
0	-25	-12

Tabella 10.1. Potenza trasferita in funzione della distanza tra i canali per la bobina a doppia frequenza con spire parzialmente sovrapposte.

di vista nel campione (salvo il caso in cui le spire sono concentriche). Tuttavia è possibile riflettere sulla possibilità di sviluppare un *phased array* multinucleare, con elementi risonanti alle due frequenze disposti a scacchiera, di cui questa bobina rappresenterebbe l'elemento base.

Il modello geometrico delle spire è identico a quello del *single loop* descritto nel capitolo 7, ovvero una *strip* di rame di spessore $35 \mu\text{m}$, larghezza 4 mm disposta a formare una spira di diametro interno 75 mm. I condensatori sono scelti per ottenere il *tuning* alle frequenze richieste e il *matching* con un fantoccio cilindrico omogeneo con le stesse caratteristiche elettromagnetiche del muscolo scheletrico nell'intervallo di frequenze di interesse¹. È stato osservato che l'interazione tra le due spire porta a uno spostamento della frequenza di risonanza particolarmente accentuato per il protone. È stata quindi eseguita un'ottimizzazione della distanza tra i centri, chiedendo al programma di cercare il valore per cui la frequenza di risonanza del canale del protone è la stessa che si avrebbe senza il canale del fosforo. Un'altra possibile scelta potrebbe essere semplicemente la minimizzazione della potenza trasferita tra i due canali alle due frequenze di risonanza. La distanza tra i centri delle due spire trovata è pari a 60.6 mm, in entrambi i casi.

Un'importante osservazione svolta nella progettazione di questa bobina è che in realtà la potenza trasferita tra i canali è sempre bassa. Questo perché la grande separazione tra le frequenze fa sì che una spira non sia efficiente nel fare circolare una corrente alla frequenza dell'altra. Infatti, la tabella 10.1 mostra l' S_{12} alle due frequenze di interesse per varie distanze tra i centri, tra cui 83 mm (spire adiacenti non sovrapposte), 60.6 mm (massimo disaccoppiamento), 0 mm (spire sovrapposte). Anche nel caso di spire completamente sovrapposte, l'accoppiamento è appena -12 dB alla frequenza del fosforo, e ancora minore alla frequenza del protone. Occorre anche considerare che parte dell'accoppiamento è capacitivo in quest'ultimo caso, in quanto le *strip* sono sovrapposte e

¹La conducibilità e permittività al variare della frequenza è stata interpolata dai dati presenti sul sito <http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/>

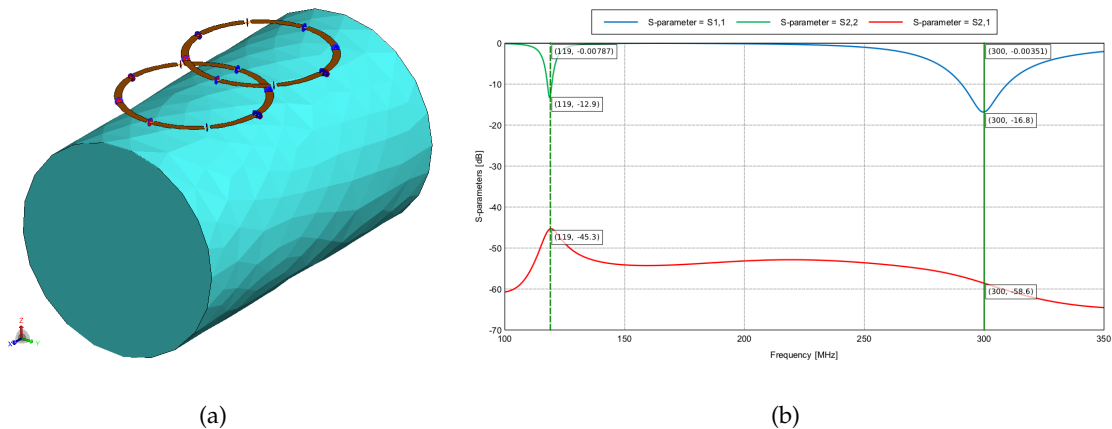


Figura 10.2. Bobina multinucleare con sovrapposizione parziale, modello (a) e parametri S (b) nel caso di distanza tra le spire ottimale.

molto vicine (0.1 mm). Possiamo quindi supporre che due spire concentriche (ma non sovrapposte) avrebbero un disaccoppiamento anche superiore, e comunque migliorabile con l'aggiunta di un circuito di *trap* in serie.

10.2.3 Bobina multinucleare ^1H - ^{31}P con due canali protone

Avendo osservato che il disaccoppiamento tra i canali del fosforo e del protone non è problematico, è stato sviluppato un modello di bobina a doppia frequenza che presenta invece due canali alla frequenza dell'idrogeno disaccoppiati per sovrapposizione parziale e una spira per il canale del fosforo disaccoppiato con un circuito di *trap*. Le dimensioni delle due spire dell'idrogeno sono 9.5 cm \times 12 cm mentre quelle del canale del fosforo sono 9 cm \times 8 cm, per una dimensione complessiva della bobina di 18 cm \times 12 cm, come nel caso del primo modello in questo capitolo. Sono stati simulati innanzitutto il singolo canale del protone e il singolo canale del fosforo, trovando i condensatori di *matching* e *tuning* necessari. A questo punto è stata scelta tramite un'ottimizzazione la sovrapposizione tra le spire del protone e quindi è stato inserito il canale del fosforo, con un circuito di *trap* alla frequenza dell'idrogeno. Il disaccoppiamento ottenuto nella simulazione è buono, come riportato in figura 10.3, essendo intorno a -18 dB tra i canali dell'idrogeno e minore di -35 tra questi e il canale del fosforo. La mappa del campo alla frequenza del fosforo mostra un livello di omogeneità ottimale per questo tipo di bobina, essendo la frequenza relativamente bassa. Riguardo invece al campo a 300 MHz, si nota che questo

mostra una profondità di penetrazione minore e sostanzialmente gli stessi problemi di disomogeneità rispetto alla bobina descritta nel paragrafo 10.2.1. Ne consegue che l'artefatto di disomogeneità non deve essere considerato come dovuto alla bobina ma piuttosto come una risposta intrinseca al campione alla frequenza alta.

10.3 Scelta del modello

Entrambi i modelli di bobina, sia con uno (paragrafo 10.2.1) che con due (paragrafo 10.2.3) canali alla frequenza del protone, sono utilizzabili per applicazioni di spettroscopia dell'arto inferiore, sebbene la forte disomogeneità li renda non ottimali per l'imaging. Ulteriori studi saranno necessari per stabilire quale possa essere la soluzione ideale. I due modelli presentati potrebbero essere utilizzati per diverse applicazioni: la distribuzione del campo nel modello con un singolo canale dell'idrogeno è idonea per applicazioni in cui l'area di interesse si trova al centro del campione, mentre il modello con due canali è idoneo per applicazioni superficiali. In ogni caso una versione piuttosto elementare di questi prototipi può essere intanto realizzata per validare i risultati in laboratorio.

10.4 Realizzazione dei prototipi

I tre prototipi simulati sono stati realizzati in modo piuttosto elementare per le sole applicazioni in laboratorio. Per l'utilizzo nello scanner sarebbe necessario ricostruire questi modelli su un supporto più stabile e in materiali di migliore qualità.

Il prototipo di bobina ^1H - ^{31}P con un solo canale per l'idrogeno è stato costruito su un supporto di teflon di spessore 1 mm e il circuito è formato da delle striscie di rame di spessore 4 mm. La geometria degli angoli è leggermente diversa rispetto a quella inserita nella simulazione per poterla realizzare senza bisogno di costruire un circuito stampato. Inoltre il prototipo è realizzato su un supporto piano mentre quello simulato è curvo. Queste differenze causano naturalmente una variazione nell'induttanza e di conseguenza nella capacità di *tuning*, è comunque possibile eseguire una valutazione qualitativa dell'attendibilità del risultato della simulazione in termini di disaccoppiamento e capacità. Nella costruzione della bobina sono stati innanzitutto eseguiti il *tuning* e il *matching* nei due canali. In seguito entrambi i circuiti sono stati aperti in due punti per inserire il circuito di *trap* e valutarne la frequenza di risonanza senza che interferisse con i due *loop*. È stata utilizzata un'induttanza pari a circa 50 nH in parallelo con un condensatore da 6.8 pF. L'induttanza è costituita da 5 avvolgimenti di un filo in rame attorno a un cilindro di diametro 3 mm per una lunghezza del solenoide di circa 2 mm. Nella simulazione erano stati invece utilizzati un'induttanza da 40 nH e un condensatore da 7.5 pF,

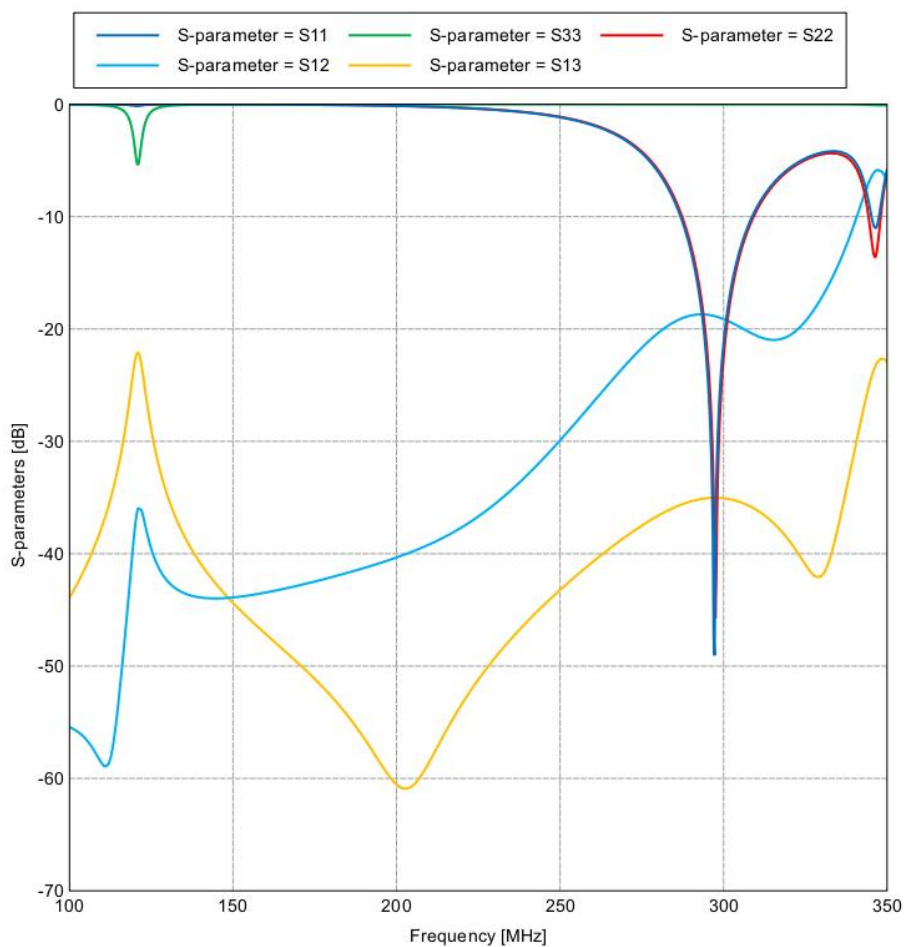
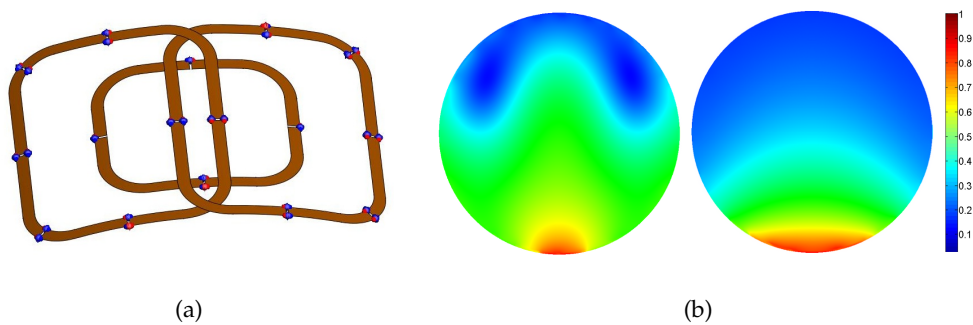


Figura 10.3. Bobina a doppia frequenza (^1H e ^{31}P) con due canali dell'idrogeno, (a) modello simulato; (b) mappa del campo B dei due canali nel piano perpendicolare a quello della bobina e in posizione centrale, con un fantoccio omogeneo a 2 cm dalla bobina come carico (in unità arbitrarie); (c) matrice S simulata.

abbastanza in linea con quanto osservato sperimentalmente. È stato osservato che il disaccoppiamento tra i canali è inferiore a -20 dB. Anche nella predizione della capacità di *tuning* il risultato è stato molto buono, nonostante le differenze nella geometria, in quanto la capacità prevista da FEKO per il tuning è pari a 0.5936 pF, da confrontare con 0.5945 pF trovato sperimentalmente (come serie di 4 condensatori da 3.6 pF e tre da 5.1 pF di cui uno in parallelo con 0.5 pF).

Il prototipo della bobina con due *loop* identici parzialmente sovrapposti è stato realizzato ma solo per il valore di sovrapposizione ottimale trovato con FEKO. Il disaccoppiamento ottenuto in questo caso è pari a -60 dB alla frequenza del protone e -35 dB alla frequenza del fosforo. Tale risultato è leggermente peggiore rispetto a quello ottenuto con FEKO, ma è comunque ottimo se si considera che -15 dB è il disaccoppiamento ideale.

È stato infine realizzato un prototipo anche del modello con due canali del protone, riportato in fig. 10.4. In questo caso, a causa della complessità del modello, è stato necessario realizzare il circuito tramite *etching*. Dopo aver realizzato i due canali del protone è stato misurato il disaccoppiamento tra questi, trovando un valore di circa -12 dB che è stato giudicato insufficiente. Il circuito è stato quindi modificato aumentando la sovrapposizione di circa 2 mm rispetto a quanto previsto da FEKO, ottenendo in questo modo un disaccoppiamento ottimo pari a -19 dB. A questo punto è stato realizzato il canale del fosforo, inserendo successivamente il circuito di *trap*. Il risultato in termini di parametri S è mostrato in figura 10.5, in cui si può osservare come il risultato sia ottimale, con un disaccoppiamento adeguato e un buon *matching* per tutti i canali.

10.5 Sviluppi futuri

I modelli di bobina multinucleare ^1H - ^{31}P realizzati sono attualmente tutti allo stadio prototipale, sebbene i valori ottenuti per la matrice S siano soddisfacenti. Sarà necessario in futuro ricostruire i prototipi su supporti adeguati e in materiali di migliore qualità per poter eseguire la mappatura del campo magnetico nello scanner e valutare quindi la reale disomogeneità di campo.

È comunque necessario continuare il lavoro di simulazioni e di realizzazione di prototipi sino a trovare un modello in cui l'omogeneità di campo nel canale del protone sia sufficiente. Un possibile prototipo da esaminare in futuro è costituito da due spire concentriche di piccole dimensioni (simili a quelle della *single loop* presentata nel capitolo 7). Secondo quanto osservato nel test in tabella 10.1 è auspicabile che si ottenga un ottimo disaccoppiamento e un'omogeneità di campo simile a quella della *single loop* del capitolo

7. Sarà infine interessante sviluppare un modello di phased array e una bobina trasmettente entrambi a doppia frequenza. Quest'ultimo prototipo garantirebbe sicuramente le migliori prestazioni sia in termini di rapporto segnale rumore che di disomogeneità di campo, ma la sua realizzazione presenta numerose difficoltà 7 Tesla.

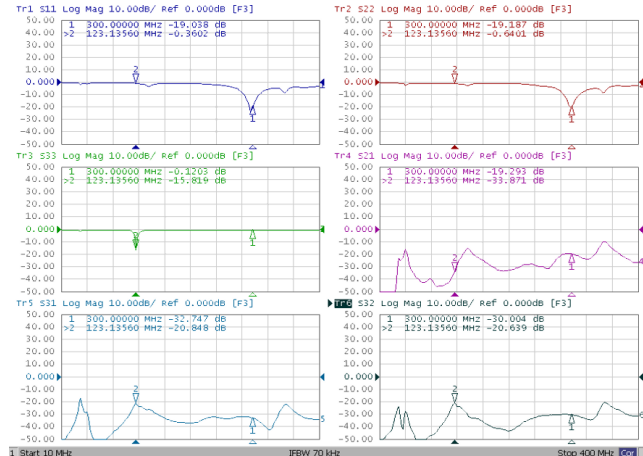
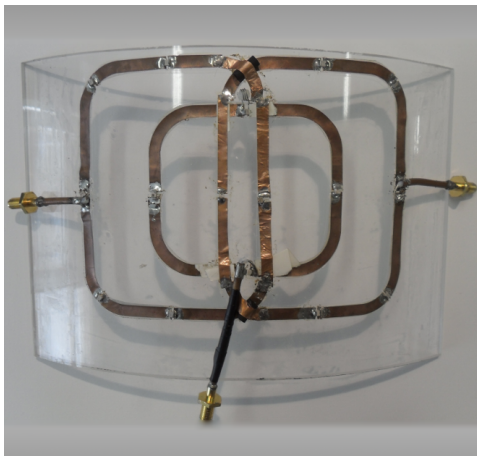
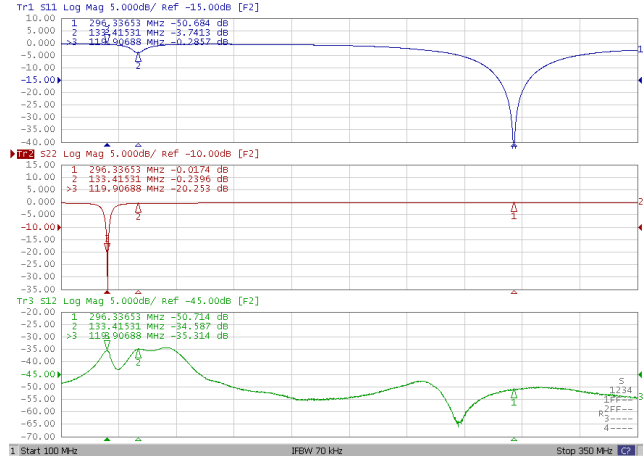
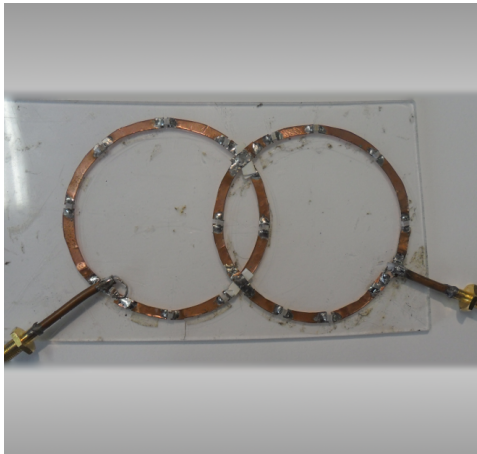
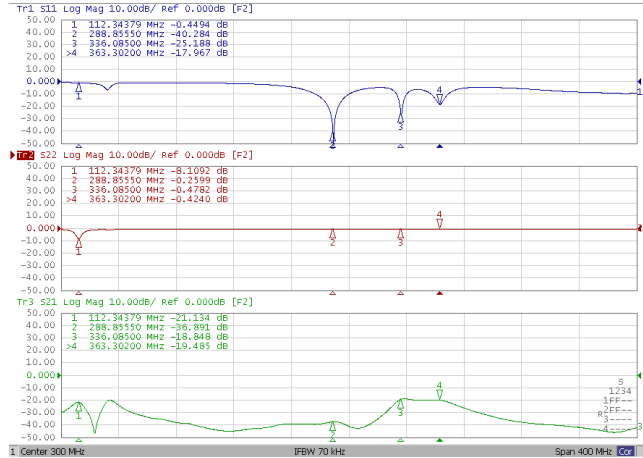
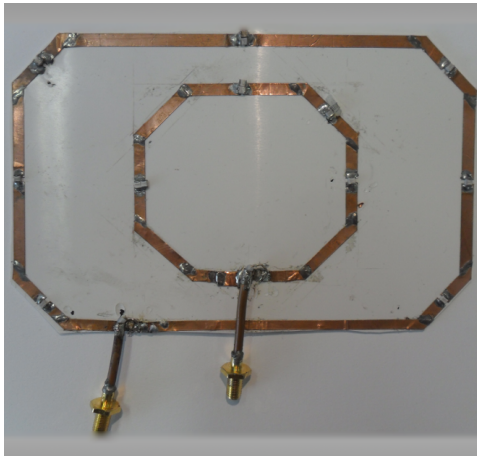


Figura 10.4. (a) Prototipi realizzati; Matrice di scattering per il modello con due *loop* concentrici (b), con due *loop* disaccoppiati induttivamente (c), e per la bobina con due canali protone (c).

CAPITOLO 11

Conclusioni e sviluppi futuri

Nel corso di questo lavoro di tesi sono state affrontate le principali problematiche relative alla realizzazione di bobine per risonanza magnetica a campo ultra alto. È stato osservato tramite le simulazioni numeriche come con il crescere dell'intensità del campo magnetico statico compaiano infatti dei problemi, come ad esempio la disomogeneità di campo, la forte localizzazione del campo elettrico con conseguente formazione di zone di assorbimento di energia eccessivo nel carico dielettrico. È stato sottolineato come questi problemi siano interessanti anche dal punto di vista teorico in quanto non è nota una teoria in grado di predire in dettaglio la fenomenologia di questi effetti e non sono note soluzioni definitive.

Pertanto, con lo scopo di iniziare un percorso di analisi delle problematiche relative alla progettazione di bobine a radiofrequenza a campo ultra alto sull'uomo, sono stati progettati e realizzati, nell'ambito del presente lavoro di tesi, diversi modelli di bobine per lo scanner a 7T: una bobina *single loop*, un *phased array*, una bobina di volume di tipo TEM e diversi modelli di bobine a doppia frequenza ^1H - ^{31}P . Nella progettazione di questi prototipi si è fatto uso dei software commerciali FEKO e CST che implementano rispettivamente i metodi MoM e FEM, in quanto la capacità dei metodi numerici di simulazione di predire i campi elettromagnetici in presenza di campioni complessi come il corpo umano rappresenta un interessante strumento per la progettazione. È stata quindi innanzitutto valutata l'accuratezza dei metodi di simulazione *full-wave* nella predizione della geometria, degli elementi circuitali e dei campi elettrici e magnetici delle bobine. In un secondo momento si è invece iniziato ad utilizzare i simulatori come strumenti in grado di fornire informazioni utili in fase di progettazione e non ottenibili altrimenti. Poiché i due software esaminati, FEKO e CST, risultano entrambi idonei alla progettazione delle bobine, si potranno applicare in seguito per affrontare problemi irrisolti come lo studio di una bobina di trasmissione la cui geometria sia ottimizzata per massimizzare l'omogeneità di campo, che rappresenta sicuramente un campo di ricerca ancora aperto in cui i metodi di simulazione esaminati possono dare un grande contributo. Altre possibili applicazioni si hanno nello studio della variazione di fase nelle leg di una bobina di volume o nello studio del campo dissipativo generato dai condensatori e il loro effetto sul un carico dielettrico. Sarebbe inoltre estremamente interessante e utile lo sviluppo di un software di

simulazione numerica ottimizzato per le applicazioni di risonanza magnetica.

I prototipi di bobine realizzati nel presente lavoro di tesi sono tutti utilizzabili nello scanner MRI, anche se saranno necessari dei miglioramenti in alcuni di essi. In ogni caso il naturale proseguimento di questo lavoro è innanzitutto eseguire dei test sullo scanner MRI, al fine di valutare le prestazioni dei modelli realizzati nella formazione di immagini.

Per quanto riguarda la bobina *single loop* (capitolo 7), potrebbe essere interessante in futuro considerare design leggermente diversi, ad esempio utilizzando un cavo coassiale al posto della *strip* in rame per diminuire l'accoppiamento del campo elettrico con il campione, oppure cambiando le dimensioni del *loop* per utilizzarlo nelle diverse applicazioni. Sarà inoltre necessario probabilmente sviluppare una nuova bobina per la sola ricezione, con l'inserimento di un circuito di disaccoppiamento e un sistema di preamplificazione.

Riguardo al *phased array* (capitolo 8), sono già stati discussi i miglioramenti necessari, ovvero l'inserimento di altri quattro canali, la costruzione del circuito in Duroid ed eventualmente la sostituzione dei preamplificatori con una versione meno rumorosa.

La principale modifica necessaria per migliorare la TEM (capitolo 9) è invece la sostituzione dello scudo con una versione segmentata per evitare la formazione delle correnti parassite, ma sarebbe importante anche riprodurre i circuiti su un materiale più resistente rispetto a quello utilizzato. Inoltre, i condensatori attualmente presenti nella bobina consentono l'utilizzo sino a un massimo di 500 V, mentre sarà probabilmente necessario utilizzare la bobina a voltaggi più elevati, con conseguente sostituzione di tutti i condensatori. Infine, potrebbe essere utile, nel caso si sviluppasse una ricevente che può funzionare con questa bobina, realizzarne una versione per la sola trasmissione, eventualmente anche a doppia frequenza.

Riguardo la bobina multinucleare per il segnale del protone e del fosforo (capitolo 10), sviluppando una bobina trasmittente e ottimizzando quindi i modelli sviluppati per l'uso in sola ricezione si otterrebbe un notevole miglioramento delle prestazioni. Lo studio di questo tipo di bobina deve essere sicuramente approfondito in quanto nessuno dei modelli proposti presenta una distribuzione di campo ottimale.

In questo lavoro di tesi sono state poste le basi per affrontare i delicati temi della trasmissione e ricezione del segnale NMR a campi ultra alti. Il lavoro di ricerca in questo campo proseguirà con lo studio di nuovi prototipi e modalità di trasmissione e ricezione del segnale di risonanza magnetica.

I prototipi realizzati nel presente lavoro di tesi potranno immediatamente essere integrati nello scanner MRI a 7 T, per ottenere nei prossimi mesi le prime immagini e i primi

spettri, inizialmente su fantocci e in un secondo momento *in vivo* su volontari. Sarà possibile coprire un vasto spettro di possibili campi di ricerca e ricerca clinica, tra cui ad esempio lo studio di nuove tecniche di mappatura del campo elettromagnetico nello scanner, la spettroscopia del ^{31}P nell'arto inferiore per lo studio di malattie neuromuscolari, sino ad arrivare all'acquisizione di immagini ad altissima risoluzione nel cervello umano.

APPENDICE A

Altre tecniche NMR

La risonanza magnetica non è solo imaging anatomico. Infatti, la dipendenza del segnale da un numero enorme di parametri, oltre a dare la possibilità di scegliere diversi contrasti a seconda di cosa si vuole osservare, permette anche di ottenere informazioni di tipo funzionale. In questo capitolo saranno esaminate solo alcune delle altre principali tecniche di risonanza magnetica utilizzate in ambito medico.

A.1 Spettroscopia in risonanza magnetica (MRS)

All'interno del corpo umano l'idrogeno non è presente solo nella molecola d'acqua ma in numerosi composti molecolari. Si osserva che l'ambiente in cui si trova il nucleo è in grado di schermare parzialmente il campo magnetico, causando una variazione nella frequenza di precessione:

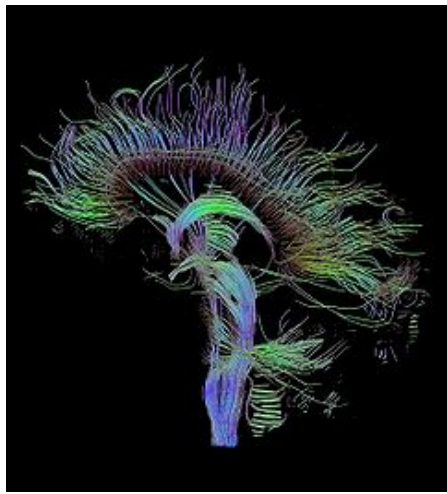
$$\omega_{\text{shift}} = (1 - \sigma)\gamma B_0 \quad (\text{A.1})$$

Dove σ è una costante dell'ambiente molecolare in esame. Normalmente σ è molto piccola e viene misurata in parti per milione (ppm), da cui deriva che la variazione di frequenza dovuta a quest'effetto, detto *chemical shift*, è dell'ordine degli Hertz. Ad esempio, i lipidi hanno solitamente un *chemical shift* di 3.35 ppm, corrispondente a uno spostamento rispetto alla frequenza dell'acqua di 215 Hz per un campo a 1.5T.

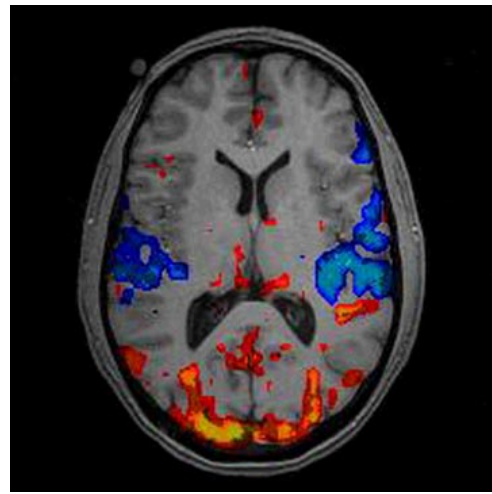
È possibile sfruttare l'effetto del *chemical shift* per ottenere sia la distribuzione spaziale che l'abbondanza delle varie specie chimiche. Un modo per farlo è interpretare l'effetto di formula (2.36) come l'effetto di una sorta di gradiente, aggiungendo una dimensione all'imaging. In questo modo si ha un k-spazio 4-dimensionale (3 dimensioni spaziali e una spettrale) o 3-dimensionale (2 dimensioni spaziali e una spettrale). Attraverso l'applicazione di tre diversi gradienti di selezione fetta (nelle tre direzioni ortogonali) e di conseguenza tre impulsi RF viene selezionato un volume, dal cui segnale, dopo una trasformata di Fourier, si ottiene lo spettro del *chemical shift*.

A.2 Imaging di Diffusione (DTI, DWI)

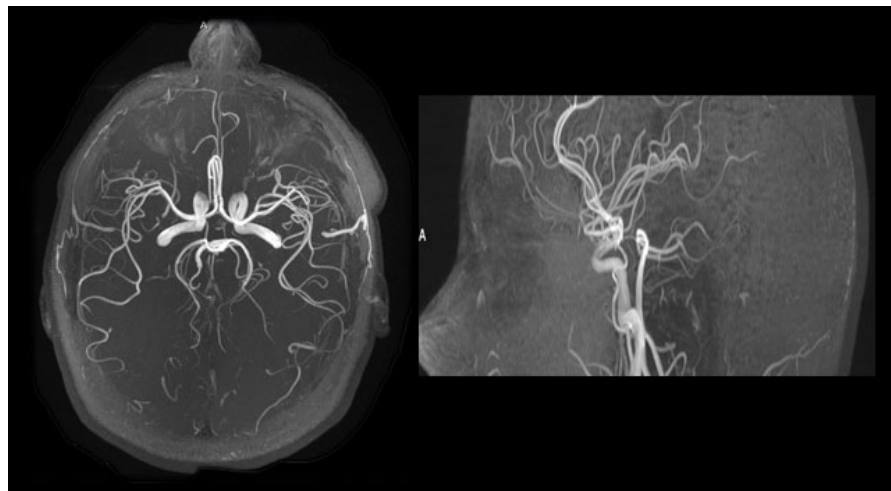
È possibile utilizzare la risonanza magnetica per misurare il moto delle molecole d'acqua. Infatti, mentre in un mezzo isotropico le molecole d'acqua seguono un moto casuale (browniano), all'interno dell'encefalo possono seguire cammini fortemente ani-



(a)



(b)



(c)

Figura A.2. Esempio di ricostruzione delle fibre nervose tramite DTI (a), di immagine ottenuta tramite fMRI (b) e di angiografia in risonanza magnetica (c).

APPENDICE B

Metodi di simulazione

Alla luce dell'importanza che i software di simulazione elettromagnetica hanno avuto in questo lavoro, è opportuno descriverne brevemente le caratteristiche fondamentali.

B.1 Metodo dei Momenti

Il metodo dei momenti (*Method of Moments, MoM*) è basato sul principio di equivalenza secondo cui prese due regioni, una contenente delle sorgenti e l'altra contenente degli oggetti arbitrari, il campo nella regione contenente le sorgenti è uguale al campo che si ottiene sostituendo alla regione contenente gli oggetti una regione sulla cui superficie scorrono delle opportune correnti elettriche e magnetiche, reali o fittizie, che soddisfano le opportune condizioni al contorno. Pertanto, una volta nota un'equazione (integrale) che lega i campi alle correnti occorre ricavare queste ultime per ottenere il campo generato dalle correnti stesse. L'equazione in questione si ottiene separando la parte dei campi scatterata da quella incidente, imponendo le equazioni al contorno e passando quindi ai potenziali, che risultano essere dei prodotti di convoluzione tra le densità di corrente e una funzione di Green del tipo $e^{ikr}/4\pi r$. Questo problema integrale viene risolto numericamente sviluppando le incognite (le correnti) in funzioni di base, mentre i coefficienti dello sviluppo, dette correnti generalizzate, diventano le nuove incognite del problema. A questo punto occorre introdurre un altro set di funzioni, le funzioni test, che possono anche essere uguali alle funzioni di base, e si considerano i prodotti scalari, nel senso L^2 , tra la funzione incognita e la funzione base. Applicando la procedura descritta ora molto brevemente, ci si riconduce a un problema inverso del tipo:

$$\mathbf{Z}\mathbf{I} = \mathbf{V}$$

dove i vettori \mathbf{I} e \mathbf{V} sono detti correnti e tensioni generalizzate e rappresentano rispettivamente i coefficienti delle funzioni di base nello sviluppo e la proiezione (ovvero il prodotto scalare) del campo incidente sulle funzioni base, mentre \mathbf{Z} è una matrice in cui il singolo elemento rappresenta la proiezione del campo prodotto dalla corrente n-esima sulla funzione di base m-esima. L'inversione della matrice delle impedenze generalizzate è la parte più onerosa della procedura MoM, seguita dal calcolo degli integrali sulle

funzioni base. Riguardo la scelta delle funzioni base, occorre dire che il dominio di integrazione viene suddiviso in sottodomini sino a formare una cosiddetta *mesh*, i cui elementi, generalmente triangolari, seguono la geometria dell'oggetto da modellizzare. Le funzioni base sono definite nei sottodomini e la scelta comune è quella *roof-top*, ovvero funzioni vettoriali che assumono valore unitario sullo spigolo congiungente una coppia di triangoli e nullo ai vertici opposti dei due triangoli. Con questa scelta di funzioni base (e la stessa scelta di funzioni test) le incognite sono le correnti sugli spigoli dei triangoli. Le correnti nel resto della superficie si ottengono quindi per interpolazione. Occorre scegliere la *mesh* con grande cura: la regola generale è che l'elemento della *mesh* deve essere grande al massimo 1/10 della lunghezza d'onda, ma questa condizione è facilmente soddisfatta nell'applicazione MRI. Una condizione più stringente è che la *mesh* segua bene la geometria. Nel caso di superfici curve, come cilindri di diametro inferiore al centimetro questo può richiedere una *mesh* piuttosto fitta.

Analizzando con maggiore dettaglio il MoM, sono evidenti due problemi. Il primo è che nella matrice delle impedenze generalizzate, tutti i termini sulla diagonale divergono. Questo perchè il campo generato da un filo a distanza nulla dal filo stesso è appunto divergente. Opportune tecniche di rimozione della singolarità vengono implementate in tutti i software, ma il calcolo dei campi a distanze piccole rispetto alla lunghezza d'onda ($< \lambda/1000$) risulta comunque inaccurato. Il secondo problema riguarda il tempo di esecuzione, proporzionale sostanzialmente al tempo di inversione della matrice Z , il quale a sua volta è proporzionale alla dimensione della matrice stessa e quindi al quadrato delle incognite, ovvero al quadrato del numero di triangoli nella *mesh*. Pertanto, mentre per problemi con un numero di incognite basso il MoM risulta molto rapido, al crescere delle incognite risulta sempre più inefficiente rispetto a tecniche come il FEM, in cui il tempo di esecuzione cresce linearmente nel numero di incognite. Inoltre, poichè ad essere discretizzate sono solo le superfici, in generale il MoM risulta efficiente se il rapporto superficie/volume è basso. Questo avviene generalmente nelle bobine senza carico o con carichi omogenei, ma può essere un limite all'applicabilità del metodo con carichi che modellizzano il corpo umano (in cui sono presenti le interfacce tra i diversi tessuti).

B.2 Metodo delle Differenze Finite

Il metodo delle differenze finite sfrutta una discretizzazione della terza e quarta equazione di Maxwell in forma differenziale, che rappresentano un insieme di sei

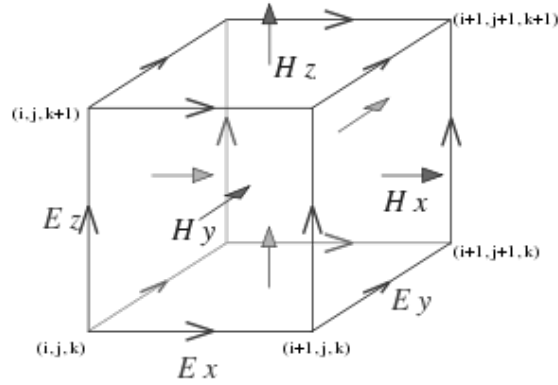


Figura B.1. Esempio di una cella di Yee.

equazioni differenziali alle derivate parziali:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -\nabla \times \mathbf{E} \\ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu\epsilon} \nabla \times \mathbf{B} + \frac{\sigma \mathbf{E}}{\epsilon} \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

Quello che viene fatto in pratica è approssimare le derivate parziali nello spazio al loro rapporto incrementale, suddividendo il dominio spaziale in celle di Yee come in figura B.1. In questo modo il campo elettrico viene calcolato sugli spigoli della cella di Yee, mentre il campo magnetico è calcolato sui punti centrali delle facce. Si ottengono quindi in questo modo sei equazioni discrete, e i valori dei campi nei vari punti sono calcolati applicando tali equazioni iterativamente. All'interno del modello possono essere inserite anche le proprietà dei materiali. In realtà occorre prima decidere come trattare le derivate rispetto al tempo. Si può decidere di discretizzare anche queste oppure di considerare campi nella forma $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j\omega t}$ e $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{j\omega t}$. Nel primo caso si trova l'evoluzione del sistema del dominio del tempo, studiando ad esempio le soluzioni transiente, e il metodo è detto FDTD. Nel secondo caso invece si ottiene una soluzione stazionaria nel dominio della frequenza e il metodo è detto FDFD.

Questo tipo di tecniche presentano numerosi vantaggi tra cui la semplicità nell'implementazione, la robustezza e possibilità di distribuire il calcolo su più elaboratori in parallelo, ma anche numerosi svantaggi tra cui la necessità di discretizzare in maniera molto fitta il dominio per risolvere la minore lunghezza d'onda e la più piccola geometria, da cui ne consegue un alto tempo d'esecuzione richiesto.

Una tecnica simile alla FD è tecnica dell'integrazione finita (FIT), [35, 36], in quanto si usa sempre una discretizzazione tipo cella di YEE. In questo caso ad essere discretizzate non sono le equazioni ai rotori in forma differenziale, ma tutte le quattro equazioni in forma integrale. I gradi di libertà delle equazioni sono in questo caso quantità misurabili come voltaggi, correnti e cariche. Equazioni come la conservazione della carica e dell'energia sono inoltre discretizzate ottenendo dei vincoli sulle altre quattro equazioni. Analogamente al caso FD, il FID può essere utilizzato nel dominio del tempo (con un implementazione *leap-frog* iterativa come per FDTD) o nel dominio della frequenza tramite sostituzione della derivata temporale con $i\omega$. È possibile anche combinare tutte le matrici per ottenere un problema agli autovalori nel caso stazionario ponendo le derivate uguali a zero. Il FIT è il metodo utilizzato da CST per le simulazioni nel dominio del tempo.

B.3 Metodo degli Elementi Finiti

Il metodo è in un certo senso simile al MoM. In entrambi i casi infatti si arriva a una formulazione matriciale di un problema inverso, e in entrambi i casi l'inversione dalla matrice è l'onere computazionale maggiore. In questo caso però le incognite sono i campi e ad essere discretizzate sono le equazioni in forma differenziale e nel dominio della frequenza, assumendo una dipendenza del tipo $e^{j\omega t}$. L'equazione da risolvere si ottiene o con una procedura di minimizzazione dei residui pesati o (con lo stesso risultato) come soluzione di un problema variazionale. Una volta trovata l'equazione da risolvere il volume è discretizzato in tetraedri o parallelepipedi. Come nel caso MoM occorre definire delle funzioni base e delle funzioni test, che possono essere prese uguali tra loro. Una volta definiti i sottodomini (gli elementi finiti), il problema è discretizzato e può essere portato in forma matriciale. Una scelta comune di funzioni base è quella delle funzioni base nodali, ovvero che valgono 1 in un nodo e 0 in tutti gli altri nodi del sottodominio. Un'altra differenza è che nel MoM la matrice è densa e quindi costosa sia in termini di memoria che di tempo di inversione, mentre nel FEM gli elementi non nulli sono quasi tutti vicini alla diagonale, e quindi la memorizzazione può essere fatta in forma ridotta e l'onere computazionale cresce linearmente con il numero di incognite.

LISTA DELLE TABELLE

Tabella		Pagina
1.1	Alcuni parametri per i nuclei di interesse NMR	6
1.2	Tempi di rilassamento per alcune sostanze di interesse medico.	18
4.1	Modelli dell'energia induttiva (T) e capacitiva (V) dei circuiti considerati.	52
5.1	Potenze trasmesse per alcuni valori del <i>matching</i>	62
5.2	Spessore di pelle.	68
6.1	Confronto tra FEKO e le misure per la a doppia frequenza a 1.5 T.	80
6.2	Confronto tra CST e le misure per la a doppia frequenza 1.5 T.	81
9.1	Confronto tra misura e teoria per lo spettro della TEM.	111
9.2	Confronto tra misure e simulazioni per lo spettro della TEM	123
10.1	Potenza trasferita in funzione della distanza.	129

LISTA DELLE FIGURE

Figura		Pagina
1.1	Effetto classico e quantistico di un campo statico su uno spin.	8
1.2	Effetto di un impulso a radiofrequenza sugli spin.	10
1.3	Rilassamento spin-reticolo.	19
1.4	Rilassamento spin-spin.	20
2.1	Gradiente di selezione fetta.	25
2.2	Gradiente di codifica in frequenza	26
2.3	Campionamenti del k-spazio.	28
2.4	Diagramma della sequenza <i>spin echo</i>	30
2.5	Diagramma della sequenza <i>Inversion Recovery</i>	31
2.6	Diagramma della sequenza <i>Gradient Echo</i>	32
2.7	Diagramma della sequenza Echo Planar Imaging.	33
3.1	Risoluzione spaziale e campo statico.	38
3.2	Risoluzione spettrale e campo statico.	39
3.3	Esempio di disomogeneità di campo.	42
4.1	Struttura del magnete principale.	44
4.2	Esempi di bobine gradiente.	46
4.3	Diagramma a blocchi di uno scanner MRI, tratto da [12], pag. 81.	48
4.4	Esempi di bobine di volume.	50
4.5	Circuiti delle <i>Birdcage</i> e della TEM.	51
4.6	Correnti e campi per i modi di una <i>birdcage</i> o di una TEM.	54
4.7	Alcuni esempi di bobine di superficie.	57
5.1	Esempio semplificato di un T/R switch.	60
5.2	Carta di Smith ZY.	64
5.3	Reti di <i>matching</i>	65

5.4	Analizzatore di reti e analizzatore di spettro	73
5.5	Vari strumenti realizzati per il laboratorio.	76
6.1	Schema del circuito per la bobina a doppia frequenza a 1.5 T	78
6.2	Prototipo e modello simulato per la bobina a doppia frequenza a 1.5 T	79
6.3	Confronto tra le mappe di campo tra FEKO, CST e le misure.	81
6.4	Bobina F08, prototipo e modelli simulati.	83
6.5	Bobina F08, mappe di campo.	84
7.1	<i>Single loop</i> , misura dell'induttanza e del fattore Q.	87
7.2	Percorso nella carta di Smith per il matching del <i>single loop</i>	89
7.3	<i>Single loop</i> , prototipo e risultato nel VNA.	90
7.4	Modello simulato e S_{11} per la <i>single loop</i>	91
7.5	Mappe di campo con CST e FEKO per la <i>single loop</i>	92
8.1	Disegno schematico del <i>phased array</i>	94
8.2	S_{11} per il singolo elemento del <i>phased array</i>	95
8.3	Modello per la simulazione del <i>phased array</i>	97
8.4	<i>Phased array</i> , coefficienti di riflessione e discaccoppiamenti.	98
8.5	Misura del guadagno del preamplificatore con il VNA.	100
8.6	Immagine del circuito di alimentazione dei preamplificatori.	101
8.7	Schema del circuito di alimentazione dei preamplificatori.	102
8.8	Percorso in carta di Smith per il <i>phased array</i>	106
8.9	Prototipo finale di <i>phased array</i> e disaccoppiamento.	108
9.1	Misura dello spettro della TEM.	112
9.2	Misura del Q nella TEM.	114
9.3	Percorso di <i>matching</i> per la TEM.	117
9.4	Risultato del <i>matching</i> della TEM.	119
9.5	Foto del prototipo di TEM realizzato.	121
9.6	Risultato finale della TEM.	122

9.7	Simulazione TEM, modello e spettro.	123
9.8	Mappe di campo per la TEM.	125
10.1	Primo modello di bobina a doppia frequenza e relativa mappa di campo.	128
10.2	Modello di bobina a doppia frequenza con sovrapposizione parziale.	130
10.3	Bobina a doppia frequenza con due canali protone.	132
10.4	Prototi e misure per le bobine a doppia frequenza a 7 T.	135
A.1	<i>Chemical Shift Imaging</i>	142
A.2	Esempi di DTI, fMRI e angiografia.	143
B.1	Esempio di una cella di Yee.	147

Lista degli Acronimi

BOLD	Blood Oxygenation Level Dependent
CSF	CerebroSpinal Fluid
CT	Computed Tomography
DC	Direct Current
DTI	Diffusion Tensor Imaging
DWI	Diffusion Weighted Imaging
EPI	Echo Planar Imaging
ESR	Electron Spin Resonance
FBP	Filtered BackProjection
FD	Finite Differences
DFD	Finite Differences in Frequency Domain
FDTD	Finite Differences in Time Domain
FEM	Finite Elements Method
FIT	Finite Integration Tecnique
fMRI	functional Magnetic Resonance Imaging
FID	Free Induction Decay
FOV	Field of View
GE	General Electrics
INFN	Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
IRCCS	Istituto di Ricovero e Cura a Carattere Scientifico
MoM	Method of Moments
MRI	Magnetic Resonance Imaging
MRS	Magnetic Resonance Spettroscopy
NMR	Nuclear Magnetic Resonance
NF	Noise Figure
PET	Positron Emission Tomography
RF	Radio Frequenza
SA	Spectrum Analyzer

SAR	Specific Absorption Rate
SNR	Signal to Noise Ratio
TE	Tempo di Eco
TEM	Transverse ElectroMagnetic
TI	Tempo di Inversione
TR	Tempo di Ripetizione
VNA	Vector Network Analyzer

Bibliografia

- [1] F. Bloch, W. Hansen, and M. Packard, "Nuclear induction," *Physical Review* 69, pp 127, 1946.
- [2] E. Purcell, H. Torrey, and R. Pound, "Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid." *Physical Review* 69, pp 37-38, 1946.
- [3] A. Abragam, *The Principles of Nuclear Magnetism*. Clarendon, Oxford, England, 1961.
- [4] A. Abragam and B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of transition ions*. Clarendon, Oxford, England, 1970.
- [5] A. Carrington and A. McLachlan, *Introduction to magnetic resonance with application to chemistry and chemical physics*. Chapman and all Ltd., 1980.
- [6] C. P. Slichter, *Principles of magnetic resonance*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1996.
- [7] E. Haacke, R. Brown, M. Thompson, and R. Venkatesan, *Magnetic resonance imaging: physical principles and sequence design*. A John Wiley and Sons, 1999.
- [8] F. Bloch, "Nuclear induction," *Physical Review* 70, 460-473, 1946.
- [9] I. Solomon, "Relaxation processes in a system of two spins," *Physical Review* 99, 2, 1955.
- [10] A. G. Redfield, "On the theory of relaxation processes," *IBM J. Res. Develop.* 1:19-31, 1957.
- [11] A. G. Redfield, "Theory of relaxation processes," *Adv. Magn. Res.*, 1:1, 1965.
- [12] M. Levitt, *Spin dynamics: Basics of Nuclear Magnetic Resonance*. A John Wiley and Sons, 2010.
- [13] E. Hahn, "Spin echoes," *Physical Review* 80:580-594, 1950.
- [14] P. Robitaille and L. Berliner, *Ultra high field magnetic resonance imaging*. Springer Verlag, 2006.
- [15] J. Tropp, "Image brightening in samples of high dielectric constant," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 167, no. 1, pp. 12-24, 2004.
- [16] T. Ibrahim, "A numerical analysis of radio-frequency power requirements in magnetic resonance imaging experiment," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, vol. 52, no. 8, pp. 1999-2003, 2004.

- [17] P. Robitaille, A. Abduljalil, A. Kangarlu, X. Zhang, Y. Yu, R. Burgess, S. Bair, P. Noa, L. Yang, H. Zhu, *et al.*, "Human magnetic resonance imaging at 8 t," *NMR in Biomedicine*, vol. 11, no. 6, pp. 263–265, 1998.
- [18] C. Hayes, W. Edelstein, J. Schenck, O. Mueller, and M. Eash, "An efficient, highly homogeneous radiofrequency coil for whole-body nmr imaging at 1.5 t," *J Magn Reson*, vol. 63, 1985.
- [19] J. Tropp, "Mutual inductance in the bird-cage resonator," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 126, no. 1, 1997.
- [20] J. Tropp, "The theory of the bird-cage resonator," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 82, no. 1, 1989.
- [21] M. Leifer, "Resonant modes of the birdcage coil," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 124, no. 1, 1997.
- [22] G. Giovannetti, L. Landini, M. Santarelli, and V. Positano, "A fast and accurate simulator for the design of birdcage coils in mri," *Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine*, vol. 15, no. 1, 2002.
- [23] J. Tropp, "The theory of an arbitrarily perturbed bird-cage resonator, and a simple method for restoring it to full symmetry," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 95, no. 2, 1991.
- [24] P. Roemer, W. Edelstein, C. Hayes, S. Souza, and O. Mueller, "The nmr phased array," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 16, no. 2, 1990.
- [25] M. Alecci, S. Romanzetti, J. Kaffanke, A. Celik, H. Wegener, and N. Shah, "Practical design of a 4 tesla double-tuned rf surface coil for interleaved 1h and 23na mri of rat brain," *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 181, no. 2, 2006.
- [26] J. Mispelter, M. Lupu, and A. Briguet, *NMR probeheads for biophysical and biomedical experiments: theoretical principles & practical guidelines*. Imperial College Pr, 2006.
- [27] D. Hoult, C. Chen, and V. Sank, "Quadrature detection in the laboratory frame," *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 1, no. 3, 1984.
- [28] *Medical Electrical Equipment Part 233: Particular requirements for the basic safety and essential performance of magnetic resonance equipment for medical diagnosis*, International Electrotechnical Commission, 2010.
- [29] T. Ibrahim, R. Lee, B. Baertlein, and P. Robitaille, "B1 field homogeneity and sar calculations for the birdcage coil," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 46, p. 609, 2001.
- [30] D. Simunic, P. Wach, W. Renhart, and R. Stollberger, "Spatial distribution of high-frequency electromagnetic energy in human head during mri: numerical results and measurements," *IEEE transactions on biomedical engineering*, vol. 43, no. 1, pp. 88–94, 1996.

- [31] G. Buonincontri, "Caratterizzazione di sistemi a radiofrequenza per imaging di risonanza magnetica nucleare: verso l'ultra-alto campo," Master's thesis, Università di Pisa, 2010.
- [32] M. Alfonsetti, V. Clementi, S. Iotti, G. Placidi, R. Lodi, B. Barbiroli, A. Sotgiu, and M. Alecci, "Versatile coil design and positioning of transverse-field rf surface coils for clinical 1.5-t mri applications," *Magnetic Resonance Materials in Physics, Biology and Medicine*, vol. 18, 2005.
- [33] N. Fontana, A. Monorchio, G. Manara, R. Stara, A. Retico, A. D. Guerra, M. Tosetti, G. Tiberi, M. Alfonsetti, A. Galante, A. Vitacolonna, and M. Alecci, "Rf coils design: A comparison of analytical, numerical and experimental methods for rf field mapping," in *ISMRM Italian Chapter*, Marzo 2011.
- [34] J. Tropp, "Dissipation, resistance, and rational impedance matching for tem and birdcage resonators," *Concepts in Magnetic Resonance*, vol. 15, no. 2, 2002.
- [35] M. Clemens and T. Weiland, "Discrete electromagnetism with the finite integration technique," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 32, 2001.
- [36] T. Weiland, "Discrete electromagnetism with the finite integration: A discretization method for the solution of maxwell's equation for six-component fields," *Electronics and Communication*, vol. 31, 1977.