



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY

A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY

DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ELECTRICAL ENGINEERING

MĚŘENÍ MAGNETICKÉ SUSCEPTIBILITY PEVNÝCH NEFEROMAGNETICKÝCH LÁTEK

MAGNETIC SUSCEPTIBILITY MEASUREMENT OF SOLID NON-FERROMAGNETIC SUBSTANCES

HABILITAČNÍ PRÁCE

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Petr Marcoň

BRNO 2019

Abstrakt

Práce je zaměřena na problematiku měření magnetické susceptibility pevných, z makroskopického hlediska neferomagnetických látek. Rozbor přibližuje základní znalosti magnetického pole, přináší jeho popis pomocí Maxwellových rovnic a charakterizuje vlastnosti a chování materiálů v magnetickém poli vzhledem k magnetické susceptibilitě a permeabilitě.

Přehledně je rozvržena interakce různých látek v magnetickém poli, přičemž jsou představeny a porovnány metody pro měření susceptibility. V této souvislosti se text soustřeďuje na přístupy využívající Gouyovu a Faradayovu váhu, magnetickou indukci, SQUID magnetometr a tomograf magnetické rezonance. Pro poslední zmíněnou metodu jsou podrobněji rozepsány vztahy umožňující výpočet magnetické susceptibility; ověření těchto vztahů se zakládá na numerickém modelu v programu ANSYS Maxwell. Uvedeno je také praktické měření vybraných materiálů (hliníkový váleček – paramagnetická látka, měděný váleček – diamagnetická látka). U těchto vzorků je diskutována přesnost měřicího cyklu.

Velikost magnetické susceptibility na rozhraní dvou a více látek zásadně ovlivňuje zobrazování pomocí tomografu magnetické rezonance. Předmětné jevy jsou přitom často nežádoucí. Na rozhraní dvou různých látek vznikají takzvané susceptibilní artefakty, které se zpravidla projeví výskytem vlnkových objektů zkreslujících původní obraz. V jistých případech lze ale využít hodnoty magnetické susceptibility k získání susceptibilně vážených obrazů. Tato tematika je v práci rovněž pojednána, a to zejména pokud jde o obrazy z oblasti mozku.

Klíčová slova

Faradayovy váhy, Gradientní echo, Gouyovy váhy, Indukční metoda, Magnetická susceptibilita, Metoda založená na NMR, Spin echo metoda, SQUID, SWI.

Abstract

The thesis discusses magnetic susceptibility measurement in solid, macroscopically non-ferromagnetic materials. In this respect, basic knowledge of the magnetic field is presented, together with relevant description using Maxwell's equations and also characterization of the properties and behavior of magnetic materials in a magnetic field via magnetic susceptibility or permeability.

The text outlines the behavior of various substances in a magnetic field to introduce and compare methods for magnetic susceptibility measurement, focusing on the approaches that exploit the Gouy and Faraday balances; induction effect; SQUID magnetometer; and magnetic resonance tomograph. In the last mentioned technique, the formulas for magnetic susceptibility calculation and related verification via an ANSYS Maxwell-based numerical model are specified in detail. Further, the thesis presents the outcomes and analyzes the accuracy of practical measurement of selected materials (an aluminium and a copper cylinder as paramagnetic and diamagnetic objects, respectively).

The magnitude of magnetic susceptibility at the interface between two or more materials has an impact on imaging with a magnetic resonance tomograph. Such an impact is often spurious: in many cases, material interfaces exhibit susceptibility artifacts, and these frequently appear in the form of image ripples that distort the original representation. The magnetic susceptibility value can nevertheless be utilized to obtain susceptibility weighted images; the problem, too, is analyzed within the thesis, especially in terms of brain image acquisition.

Keywords

Faraday balance, Gradient echo, Gouy balance, Induction Method, Magnetic susceptibility, NMR based method, Spin echo, SQUID, SWI.

Bibliografická citace

MARCOŇ, P. *Měření magnetické susceptibility pevných neferomagnetických látek*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2019. 76s.

Obsah

Úvod.....	1
1 Magnetické vlastnosti látek.....	3
1.1 Jak jsou materiály magnetizovány?	4
1.2 Magnetická susceptibilita.....	6
1.3 Chování látek v magnetickém poli.....	7
1.3.1 Diamagnetika.....	8
1.3.2 Paramagnetika	11
1.3.3 Feromagnetika	12
1.3.4 Antiferomagnetika	14
1.3.5 Ferimagnetika	15
2 Modelování magnetického pole	16
2.1 Obecný popis modelu.....	16
2.2 Maxwellovy rovnice	17
2.2.1 První Maxwellova rovnice: Ampérův zákon celkového proudu, zákon zachování magnetoelektrické indukce	17
2.2.2 Druhá Maxwellova rovnice: Faradayův indukční zákon, zákon elektromagnetické indukce	18
2.2.3 Třetí Maxwellova rovnice: Gaussova věta elektrostatiky	18
2.2.4 Čtvrtá Maxwellova rovnice: Zákon kontinuity magnetické indukce	19
2.2.5 Analytické a numerické řešení	19
2.2.6 Metoda konečných prvků	20
2.3 Programy pro modelování magnetického pole	21
3 Měření susceptibility.....	23
3.1 Gouyovy váhy	23
3.1.1 Měření susceptibility ze změny hmotnosti vzorku	23
3.1.2 Měření susceptibility ze změny hmotnosti magnetického obvodu.....	24
3.2 Faradayovy váhy	25
3.3 Indukční metoda.....	26
3.4 SQUID magnetometr	27
3.5 Využití technik nukleární magnetické rezonance	29
4 Využití MR technik k určení magnetické susceptibility	31
4.1 Princip magnetické rezonance	31
4.2 Sekvence pro měření magnetické susceptibility	34
4.2.1 Spinové echo	34
4.2.2 Gradientní echo.....	35
4.2.3 Metoda nesymetrického spinového echa.....	39
4.3 Přehled MR metod pro měření magnetické susceptibility	42
4.3.1 Měření susceptibility na rozhraní dvou látek	42

4.3.2	Měření susceptibility MR kompatibilních látek	43
4.3.3	Měření susceptibility MR nekompatibilních látek	43
4.4	Praktické měření a výpočet susceptibility MR nekompatibilních látek.....	48
4.4.1	Měření dat pomocí MR tomografu.....	49
4.4.2	Zpracování dat získaných z tomografu.....	51
4.4.3	Rozbalení fáze	51
4.4.4	Závěrečné zpracování obrazů pro výpočet magnetické susceptibility	52
4.4.5	Výsledky měření magnetické susceptibility	53
4.4.6	Přesnost měření susceptibility pomocí navržené metody.....	54
5	Susceptibilní artefakty v MRI	56
5.1	Obecný popis artefaktů v MR obrazech.....	56
5.2	Vliv nehomogenity magnetického pole B_0 a susceptibility měřené tkáně	58
5.3	Kompenzace susceptibilních artefaktů.....	60
6	Využití susceptibilních obrazů	62
6.1	SWI v medicíně.....	62
6.2	Postup vytvoření SWI	62
	Závěr	64
	Literatura.....	66
	Seznam symbolů, veličin a zkratk.....	72
	Curriculum Vitae	75

Seznam obrázků

Obr. 1.1: Magnetické pole v okolí permanentního magnetu. Vlevo: siločáry magnetického vektorového potenciálu, vpravo: vektory magnetické indukce.	3
Obr. 1.2: Siločáry magnetického pole v okolí permanentního magnetu.	4
Obr. 1.3: Bohrov model atomu vodíku a naznačení magnetických momentů: jaderný μ_n , spinový μ_s a orbitální μ_l [3].	5
Obr. 1.4: Vložení magnetické látky do magnetického pole, vznik vektoru magnetizace \mathbf{M}	5
Obr. 1.5: Periodická tabulka prvků s hodnotami magnetické susceptibility χ_m v SI jednotkách z roku 1951, (Bozorth 1951, Feromagnetismus [8], Píšek 1968, Nauka o materiálu [9], Roubal Zdeněk, 2017).	7
Obr. 1.6: Periodická tabulka prvků s hodnotami magnetické susceptibility χ_m v SI jednotkách z roku 2014, (CRC Chemistry handbook 2014 [11], Zdeněk Roubal 2017).	8
Obr. 1.7: Vložení diamagnetické látky do vnějšího magnetického pole.	9
Obr. 1.8: Teplotní závislosti diamagnetických látek potvrzují nezávislost mag. susceptibility na teplotě i při změně skupenství. Příklady teplotních závislostí jsou uvedeny pro arsen, zlato, chlorid draselný, benzol, dusičitan sodný [12].	10
Obr. 1.9: Vložení paramagnetické látky do vnějšího magnetického pole.	12
Obr. 1.10: Magnetizační charakteristiky feromagnetika: modrá křivka je závislost magnetizace \mathbf{M} na vnějším poli, červená křivka je závislost indukce \mathbf{B} na vnějším poli s intenzitou \mathbf{H}_0 [3].	13
Obr. 1.11: Vložení feromagnetické látky do vnějšího magnetického pole.	14
Obr. 1.12: Uspořádání magnetických momentů antiferomagnetické látky. Výsledný magnetický moment je díky antiparalelnímu uspořádání a velikosti jednotlivých momentů nulový.	14
Obr. 1.13: Vložení ferimagnetické látky do vnějšího magnetického pole.	15
Obr. 2.1: Obecný postup vytváření modelu.	16
Obr. 2.2: Grafické znázornění veličin popisujících 1. Maxwellovu rovnici.	17
Obr. 2.3: Grafické znázornění veličin popisujících 2. Maxwellovu rovnici.	18
Obr. 2.4: Grafické znázornění veličin popisujících 3. Maxwellovu rovnici.	19
Obr. 2.5: Grafické znázornění veličin popisujících 4. Maxwellovu rovnici.	19
Obr. 2.6: a) Uzly na síti konečných prvků [7], b) adaptivní síť konečných prvků.	20
Obr. 2.7: Uzly na síti konečných prvků [7].	21
Obr. 2.8: Postup vytváření modelu v programu ANSYS Maxwell 19.1.	22
Obr. 3.1: Gouyovy váhy pro měření susceptibility vzorku. Vlevo: principiální měření. Vpravo: reálné uspořádání pro praktické měření [18].	24
Obr. 3.2: Gouyovy váhy: měření změny hmotnosti pólových nástavců [19].	25
Obr. 3.3: Faradayovy váhy pro měření susceptibility vzorků. Vlevo: principiální uspořádání, vpravo: reálné uspořádání pro praktické měření [15].	26
Obr. 3.4: Principiální schéma měřicí části indukčního mostu pro měření susceptibility [3].	27
Obr. 3.5: Konstrukce a princip DC SQUID: a) Dva Josephsonovy spoje, které spoluvytvářejí supravodivý prsten představující DC SQUID; b) Výstupní napětí jako funkce magnetického toku [20].	28
Obr. 3.6: a) Měřicí sonda SQUID magnetometru, b) Nastavování elektrického proudu [21].	28
Obr. 3.7: Princip měření magnetické susceptibility pomocí SQUID magnetometru [21].	29
Obr. 3.8: Měřicí soustava s DC SQUID senzorem [21].	29
Obr. 4.1: Na osamocený rotující proton lze nahlížet jako na rotující elementární magnetický dipól.	31
Obr. 4.2: Vznik magnetického vektoru \mathbf{M}_0	33
Obr. 4.3: Precesní pohyb magnetického momentu.	33
Obr. 4.4: Změna vektoru magnetizace \mathbf{M}	34

Obr. 4.5: Vychýlení vektoru magnetizace \mathbf{M}_0 po aplikaci 90° RF pulzu do roviny xy .	34
Obr. 4.6: Sekvence spinového echa a závislost vektoru magnetizace na době τ .	35
Obr. 4.7: Pulzní sekvence gradientní echo GE [26].	36
Obr. 4.8: Vývoj fáze spinů v polohách $x = -x, 0$ a x u gradientní pulzní sekvence [26].	37
Obr. 4.9: Vytváření gradientních ech s využitím přepínaných polarit gradientů [26].	38
Obr. 4.10: Vytváření gradientních ech s využitím přepínaných polarit gradientů [26].	39
Obr. 4.11: Sekvence SE s časovým intervalem T_P vloženým do intervalu t_1 pro mód I a t_2 pro mód II [25].	39
Obr. 4.12: Schéma rozhraní na prostředí dvou materiálů s různou susceptibilitou [30].	43
Obr. 4.13: Deformace homogenního magnetického pole vložením paramagnetického vzorku.	44
Obr. 4.14: Idealizovaný průběh magnetické intenzity $H_z(x)$ (vlevo) a magnetické indukce $B_z(x)$ (vpravo) v paramagnetickém vzorku a v jeho okolí. H_0 značí velikost magnetické intenzity a B_0 určuje velikost magnetické indukce statického magnetického pole.	45
Obr. 4.15: Konfigurace modelované soustavy - okolí se vzorkem.	47
Obr. 4.16: Rozložení reakčního pole ΔB na povrchu hliníkového válečku.	48
Obr. 4.17: Algoritmus pro zpracování fázových obrazů obdržných metodou SE nebo GE.	49
Obr. 4.18: Obraz získaný z tomografu.	50
Obr. 4.19: Obrazy získané pomocí FFT. a) fázový obraz se vzorkem, b) fázový obraz pozadí.	51
Obr. 4.20: Obrazy po rozbalení fáze. a) obraz se vzorkem, b) fázový obraz pozadí.	51
Obr. 4.21: Diferenční obraz: a) bez masky, b) s maskou v oblasti vzorku.	52
Obr. 4.22: Rozložení reakčního magnetického pole ΔB v řezu rovinou xy uprostřed měřeného hliníkového válečku.	52
Obr. 4.23: Reálné vzorky, u kterých byla měřena magnetická susceptibilita. Zleva: 1-3 – hliník, 4 – měď, 5 – mosaz, 6 – silon, 7 – silikon, 8-9 – plexisklo, 10 – sklotextit, 11 – novodur.	53
Obr. 4.24: Závislost relativní chyby měření susceptibility na poměru rozměrů měřeného vzorku.	54
Obr. 4.25: Závislost relativní chyby měření susceptibility na místě řezu, ve kterém je proveden snímek.	55
Obr. 5.1: Vlevo: měřený fantom užitím metody PFGSE s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity mag. pole B_0 , vpravo: rozdíl mezi obrazem s artefaktem a referenčním obrazem [66].	58
Obr. 5.2: Obraz fantomu s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity magnetického pole B_0 [66].	59
Obr. 5.3: Obrazy narušené susceptibilními artefakty. Vlevo: artefakt, který se projevil ztrátou signálu vlivem susceptibilního artefaktu kovových zubních náhrad [67]. Vpravo: artefakty vzniklé na přechodech tkání při nevhodně zvolených parametrech měřicí sekvence [68].	59
Obr. 5.4: Blokový diagram znázorňující korekci artefaktů v MRI obraze s implantátem.	61
Obr. 6.1: MR obrazy získané metodou GRE a SWI: a,b) silná vrstva snímku, c,d) tenká vrstva snímku.	62
Obr. 6.2: Algoritmus postupu vytvoření SWI snímku.	63

Seznam tabulek

Tab. 1.1: Základní fyzikální veličiny magnetického pole a jejich vazby.....	4
Tab. 4.1: Gyromagnetické konstanty vybraných prvků.....	32
Tab. 4.2: Výsledky měření magnetické susceptibility vybraných vzorků.....	53
Tab. 4.3: Výsledky měření magnetické susceptibility vybraných vzorků.....	54

ÚVOD

Magnetická susceptibilita je fyzikální veličina, která popisuje chování látek v magnetickém poli. Obdobnou veličinou je možná z fyziky známější veličina, a to magnetická permeabilita. Z hlediska materiálových vlastností vyjadřují obě veličiny v podstatě totéž. V matematickém vyjádření se liší o jedničku, čímž se v případě susceptibility může výrazně zjednodušit zápis hodnoty veličiny. Pro diamagnetické a paramagnetické látky je kvůli zápisu výhodnější použití popisu pomocí magnetické susceptibility.

Text této práce je zaměřen na teoretický rozbor a měření objemové magnetické susceptibility χ_m , která je bezrozměrná. Existují však další dva typy susceptibility. První z nich představuje hmotnostní magnetická susceptibilita χ_{mass} , jejíž jednotkou je m^3kg^{-1} . Druhý typ definuje molární magnetickou susceptibilitu χ_{mol} měřenou v $\text{m}^3\text{mol}^{-1}$. Pokud v dalším textu nebude susceptibilita specifikována, bude se vždy jednat o objemovou.

Znalost hodnoty magnetické susceptibility hraje velkou roli v disciplíně numerického modelování. Pokud chceme vytvořit co nejpřesnější model magnetického pole, musíme znát kromě jiného i materiálové konstanty. U prvků uvedených v periodické soustavě i u řady materiálů najdeme hodnotu magnetické susceptibility udánu v tabulkách. Pro zajímavost je v této práci vložena tabulka prvků s hodnotami magnetické susceptibility z roku 1951 a z roku 2014. Proč dvě tabulky z různých období? Metody měření se neustále zdokonalují a nyní jsme schopni hodnotu magnetické susceptibility měřit přesněji. Na její velikost má vliv také přesné chemické složení určující čistotu materiálu. Nemůžeme například říci, že všechny vzorky mědi budou mít stejnou hodnotu susceptibility.

Tato práce si klade za úkol přiblížit čtenáři problematiku měření magnetické susceptibility. V kapitole 3 jsou rozebrány metody měření jako Gouyovu váhy, Faradayovy váhy, Indukční metoda, SQUID magnetometr a také využití technik k určení susceptibility použitím tomografu magnetické rezonance (MR).

MR metoda měření magnetické susceptibility pevných neferomagnetických vzorků byla navržena a experimentálně ověřena ve spolupráci výzkumných pracovníků z VUT v Brně FEKT ÚTEE a Ústavu přístrojové techniky Akademie věd ČR. Kapitola 4 popisuje princip a praktické ověření této metody. Jsou zde také diskutovány omezení a přesnost metody.

Magnetická susceptibilita hraje také roli při zobrazování pomocí tomografu magnetické rezonance. Většinou je to role negativní. Na rozhraní dvou různých látek vznikají susceptibilní artefakty. Této problematice se věnuje kapitola 5. Artefakty v medicínských obrazech mohou znemožnit správnou diagnostiku při určování patologické tkáně. Jedná se zejména o oblasti kolem implantátů, které mohou způsobit značné artefakty. Pokud ale změříme susceptibilitu implantátu v silném magnetickém

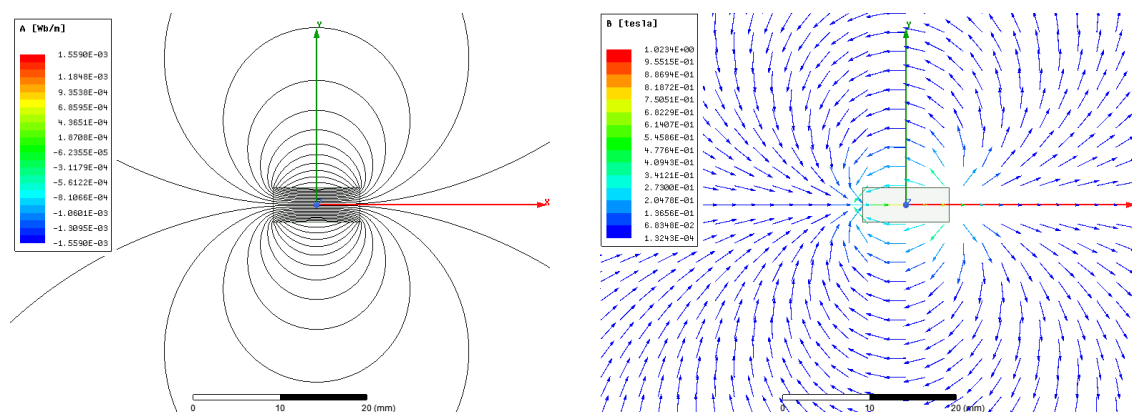
poli pomocí některé z metod uvedené v podkapitole 4.4 a tuto hodnotu vložíme do vytvořeného numerického modelu, lze modelovaným polem měřený obraz z tomografu korigovat. Další možnosti korekce susceptibilních artefaktů naznačuje podkapitola 5.3.

V předchozím odstavci je zmíněno, že magnetická susceptibilita hraje většinou negativní roli. Proč většinou? Důvodem je to, že ztráta signálu vlivem rozdílných hodnot susceptibility dvou materiálů či látek může být využita právě také v lékařství. Této oblasti se věnuje tzv. susceptibilně-vážené zobrazování (SWI), které je nejčastěji využito pro zobrazení snímků mozku. Více se o možnostech a rozmachu SWI dozvíte v kapitole 6.

1 MAGNETICKÉ VLASTNOSTI LÁTEK

Ze základů fyziky víme, že pod pojmem magnetické pole rozumíme fyzikální pole, jehož zdrojem je pohybující se náboj. Z tohoto hlediska můžeme rozlišovat dva základní mechanismy vzniku magnetického pole. Prvním z nich je magnetické pole, které vzniká v důsledku šíření elektrického proudu, tedy pohybujícími se elektrony ve vodiči. Druhým mechanismem je vznik pole v okolí magnetických materiálů, jako jsou například permanentní magnety. Zde rovněž dochází k pohybu elektrických částic, kde orbitální nebo spinový pohyb elektronu vede ke vzniku magnetických momentů a výsledkem je vznik magnetického pole. Podrobněji vznik magnetického pole popisuje např. literatura [1] a [2].

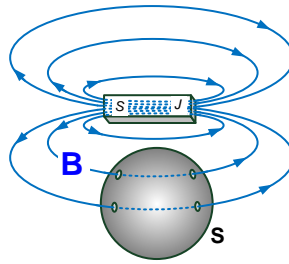
Velikost magnetického pole závisí na prostoru, čase a kromě velikosti má také směr. Magnetické pole tedy popisujeme vektorovými veličinami jako je například magnetický vektorový potenciál \mathbf{A} nebo magnetická indukce \mathbf{B} . Proto takové pole zobrazujeme pomocí siločar (viz obr. 1.1 vlevo) nebo pomocí vektorů (viz obr. 1.1 vpravo) vykreslených ve vybraných bodech.



Obr. 1.1: Magnetické pole v okolí permanentního magnetu. Vlevo: siločary magnetického vektorového potenciálu. Vpravo: vektory magnetické indukce.

Siločary magnetického pole jsou uzavřené křivky, které vyzařují ze severní části permanentního magnetu a uzavírají se zpět přes jižní pól magnetu. Proto označujeme magnetické pole jako nezářdlové, tedy siločary jsou spojitě. Jak ukazuje obr. 1.2, tok vektoru magnetické indukce \mathbf{B} uzavřenou plochou je nulový, a proto platí

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (1.1)$$



Obr. 1.2: Siločáry magnetického pole v okolí permanentního magnetu.

Mezi základní veličiny, které charakterizují magnetické pole, řadíme kromě vektoru magnetické indukce \mathbf{B} také magnetickou intenzitu \mathbf{H} . Níže v tab. 1.1 jsou uvedeny základní veličiny magnetického pole, jejich analogie s elektrickými veličinami a jim odpovídající integrální vazební vztahy.

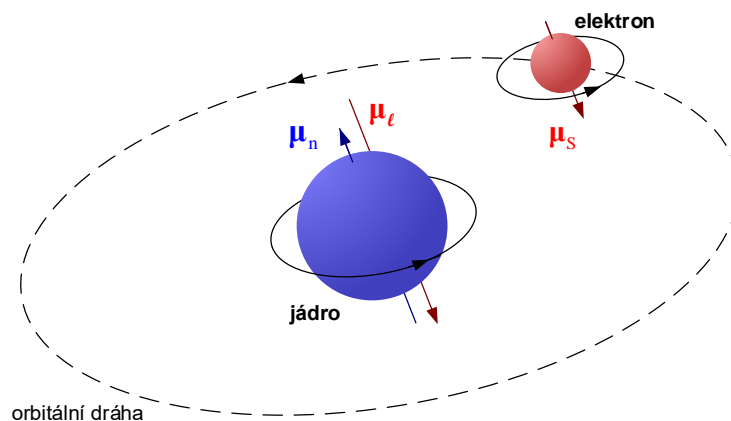
Tab. 1.1: Základní fyzikální veličiny magnetického pole a jejich vazby.

Diferenciální (lokální) veličina			Integrální (globální) veličina		
Popis	Jednotka	Popis	Vztah	Jednotka	Popis
\mathbf{B}	T, Wb/m ²	Magnetická indukce	$\Phi = \int_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$	Wb	Magnetický indukční tok
\mathbf{H}	A/m	Intenzita magnetického pole	$U_m = \int_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}$	A	Magnetické napětí
\mathbf{D}	C/m ²	Elektrická indukce	$\Psi = \int_s \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S}$	C	Elektrický indukční tok
\mathbf{E}	V/m	Intenzita elektrického pole	$U = \int_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$	V	Elektrické napětí

1.1 Jak jsou materiály magnetizovány?

V této kapitole se podíváme na to, jak se chovají látky po vložení do magnetického pole. Obecně můžeme říci, že magnetické jevy mají kvantovou povahu. Dle Bohrova modelu atomu předpokládáme, že elektron pohybující se po orbitální dráze atomu vykazuje orbitální magnetický moment μ_l a také spinový magnetický moment μ_s [1], [3].

Výsledný magnetický moment \mathbf{m} atomu je dán vektorovým součtem orbitálních a spinových momentů všech elektronů v obalu atomu a spinového magnetického momentu jádra atomu μ_n . Přitom spinový magnetický moment jádra lze v prvním přiblížení zanedbat a z momentů elektronu výrazně převažuje vliv spinového magnetického momentu μ_s . Na obr. 1.3 jsou znázorněny jednotlivé magnetické momenty v modelu atomu vodíku ¹H.



Obr. 1.3: Bohrov model atomu vodíku a naznačení magnetických momentů: jaderný μ_n , spinový μ_s a orbitální μ_ℓ [3].

Obr. 1.4 popisuje vznik vektoru magnetizace \mathbf{M} . Zeleně je znázorněno vnější magnetické pole, které můžeme popsat vektorem intenzity \mathbf{H}_0 . Pokud do tohoto pole vložíme magneticky vodivou látku, uspořádají se jednotlivé dipóly ve směru tohoto pole. Dochází k magnetizaci magnetického materiálu vyjádřené vektorem magnetizace \mathbf{M} , znázorněno červeně. Výsledné magnetické pole je dáno součtem magnetizace a vnějšího magnetického pole

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H}_0 + \mathbf{M}) = \mu_0 \mu_r \mathbf{H}_0. \quad (1.2)$$

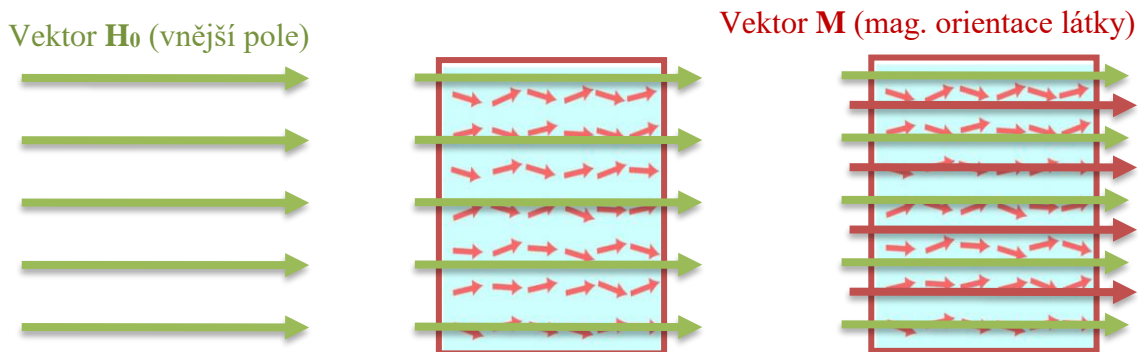
Ve vztahu (1.2) představuje: konstanta μ_0 magnetickou permeabilitu vakua a má hodnotu $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$; μ_r relativní magnetickou permeabilitu.

Zjednodušeně platí obecný vztah

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}_t \quad (1.3)$$

kde permeabilita

$$\mu = \mu_0 \mu_r. \quad (1.4)$$



Obr. 1.4: Vložení magnetické látky do magnetického pole, vznik vektoru magnetizace \mathbf{M} .

1.2 Magnetická susceptibilita

Vlastnost materiálu vytvářet vlastní magnetické pole při působení vnějšího pole (nebo i bez něj) je popsána vektorem magnetizace \mathbf{M} , což je vlastně objemová hustota magnetických momentů atomů

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_{k=1}^N \mathbf{m}_k. \quad (1.5)$$

Pro velkou skupinu materiálů lze popsat vztah mezi vektorem magnetizace \mathbf{M} a intenzitou vnějšího magnetického pole \mathbf{H}_0 lineární rovnicí

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}_0, \quad (1.6)$$

kde χ_m je materiálová konstanta zvaná magnetická susceptibilita. Vztah je platný, pokud je susceptibilita nezávislá na intenzitě magnetického pole. Materiály s kladnou hodnotou susceptibility $\chi_m > 0$ se nazývají paramagnetické, materiály se zápornou hodnotou $\chi_m < 0$ se nazývají diamagnetické. Absolutní hodnota susceptibility paramagnetických a diamagnetických materiálů je obecně velmi malá, řádově 10^{-8} až 10^{-3} [3].

Často se namísto absolutní susceptibility uvádí měrná magnetická susceptibilita v jednotkách $\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$, která je dána poměrem χ_m a hustoty zkoumané látky ρ_m .

$$\tilde{\chi}_m = \frac{\chi_m}{\rho_m}. \quad (1.7)$$

Další možností je uvést molární susceptibilitu

$$\chi_{\text{mol}} = \tilde{\chi}_m \cdot M_{\text{mol}} = \frac{\chi_m}{\rho_m} \cdot M_{\text{mol}}, \quad (1.8)$$

kde M_{mol} představuje molární hmotnost. Jednotkou molární susceptibility je $\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$.

Lineární vztah (1.6) implikuje rovněž lineární závislost mezi vektorem magnetické indukce \mathbf{B} v látce a magnetické intenzity \mathbf{H}_0

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H}_0 + \mathbf{M}) = \mu \mathbf{H}_0, \quad (1.9)$$

kde vztah mezi magnetickou permeabilitou a susceptibilitou lze popsat rovnicí

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m). \quad (1.10)$$

Můžeme si položit otázku, jaký je rozdíl mezi relativní magnetickou permeabilitou $\mu_r > 0$ a magnetickou susceptibilitou χ_m . Obě tyto veličiny popisují totéž, tedy jsou to materiálové konstanty, které definují chování materiálu v magnetickém poli. U tzv. feromagnetických materiálů, kde hodnota magnetické permeability i susceptibility je vysoká (mnohonásobně větší než 1), je rozdíl mezi veličinami zanedbatelný. Význam magnetické susceptibility je zejména u látek diamagnetických a paramagnetických. To si

můžeme objasnit na příkladu magnetických vlastností hliníku, kde relativní permeabilita $\mu_{rAl} \approx 1,000023$. Pokud bychom k popisu použili susceptibilitu, potom dle vztahu (1.10) dostaneme přehlednější zápis $\chi_{mAl} = 2,3 \cdot 10^{-5}$.

1.3 Chování látek v magnetickém poli

Chování různých materiálů umístěných do magnetického pole závisí na magnetickém momentu \mathbf{m} atomů dané látky a na jejich vzájemné interakci. Magnetické materiály (magnetika) lze podle jejich chování ve vnějším magnetickém poli rozdělit například dle literatury [3] – [7] do následujících skupin:

- diamagnetika,
- paramagnetika,
- feromagnetika,
- antiferomagnetika,
- ferimagnetika.

Na následujících obrázcích jsou uvedeny periodické tabulky prvků s hodnotami magnetické susceptibilitivity. Pro zajímavost jsou vloženy periodické tabulky z roku 1951 – viz obr. 1.5 a z roku 2014 – viz obr. 1.6. Porovnáním jednotlivých velikostí susceptibilit prvků v tabulkách dojdeme ke zjištění, že se hodnoty mírně liší. Je to dáno použitím modernějšího a přesnějšího měřicího zařízení.

Bozorth 1951

Obr. 1.5: Periodická tabulka prvků s hodnotami susceptibilitivity χ_m v násobcích ppm v SI jednotkách z roku 1951, (Bozorth 1951, Feromagnetismus [8], Píšek 1968, Nauka o materiálu [9], Roubal Zdeněk, 2017).

Legend:

- grey: diamagnetická
- blue: paramagnetická
- red: ferromagnetická

Examples from legend:

- Li: -16,5
- Al: +13
- B: -8,4
- C: -7,4
- N: -15
- O: 4334
- F: -12,1
- Ne: -8,75

Source: CRC chemistry handbook 2014

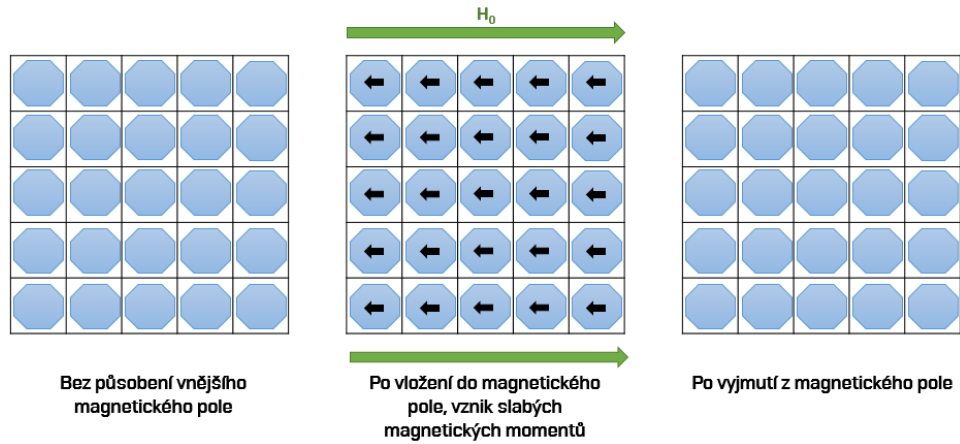
Obr. 1.6: Periodická tabulka prvků s hodnotami susceptibilitivity χ_m v násobcích ppm v SI jednotkách z roku 2014, (CRC Chemistry handbook 2014 [11], Zdeněk Roubal 2017).

1.3.1 Diamagnetika

Piere Curie formuloval diamagnetismus jako teplotně nezávislý a málo závislý na změně látky. Diamagnetismus je univerzální vlastností všech látek, je však slabým jevem a projevuje se proto jen u těch látek, kde nedochází k jeho překrytí silnějšími projevy jiných magnetických vlastností. Byl objeven a pojmenován v roce 1845 Michaelem Faradayem.

Diamagnetika jsou složena z atomů nebo molekul nemajících vlastní magnetický moment, $\mathbf{m} = 0$. Jsou to takové atomy, které nemají v orbitalech nepárové elektrony. Při působení vnějšího magnetického pole intenzity \mathbf{H}_0 dojde ke změně úhlové rychlosti elektronů, čímž vzniká v atomech dodatečný orbitální magnetický moment $\Delta\mathbf{m}_i$, který je podle Lenzova pravidla orientován proti vektoru \mathbf{B}_0 indukce vnějšího pole. Vnější magnetické pole je v důsledku tohoto jevu uvnitř diamagnetika zeslabováno, čemuž odpovídá záporná hodnota magnetické susceptibilitivity. Při zániku vnějšího pole mizí rovněž vnitřní indukované pole [3]. Tento popsaný jev graficky znázorňuje obr. 1.7. V levé části obrázku není diamagnetická látka vystavena vnějšímu magnetickému poli, proto v obrázku nevidíme znázorněny žádné magnetické momenty. Uprostřed, po vložení diamagnetické látky do vnějšího magnetického pole, jsou magnetické momenty

prezentovány šipkami. Po vyjmutí diamagnetické látky z vnějšího pole magnetické momenty zaniknou, tudíž na obrázku vpravo nevidíme žádné šipky.



Obr. 1.7: Vložení diamagnetické látky do vnějšího magnetického pole.

V klasické Langevinově teorii diamagnetismu (1905) byl popsán vztah pro proudovou smyčku elektronu obíhajícího kolem atomového jádra a z něj odvozena rovnice pro látku s n_0 stejnými atomy v jednotce objemu. Pro diamagnetickou susceptibilitu atomu s protonovým číslem Z platí dle literatury [4] vztah

$$\chi_{m,\text{dia}} = -\mu_0 n_0 \left(\frac{e^2 Z}{6m_e} \cdot \overline{r_0^2} \right), \quad (1.11)$$

kde μ_0 představuje permeabilitu vakua, $\overline{r_0^2}$ charakterizuje střední kvadratickou hodnotu poloměru dráhy atomu. Konstanta e představuje elementární náboj: $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C a konstanta m_e je klidová hmotnost elektronu, která nabývá hodnoty $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg.

Pro počet atomů v jednotce objemu n_0 dostaneme užitím Avogadrova zákona pomocí hustoty ρ_M , Avogadrovy konstanty $N_A = (6,022045 \pm 0,00031) \cdot 10^{23}$ mol⁻¹ a molekulové hmotnosti A_m

$$n_0 = \frac{\rho_M \cdot N_A}{A_m}. \quad (1.12)$$

Pro susceptibilitu pak dostaneme

$$\chi_{m,\text{dia}} = -\mu_0 N_A \frac{\rho_M}{A_m} \left(\frac{e^2 Z}{6m_e} \cdot \overline{r_0^2} \right). \quad (1.13)$$

Problémem zůstává určení hodnoty $\overline{r_0^2}$. Uvažujeme-li, že je řádově rovna hodnotě poloměru atomu (10^{-10} m), získáme po dosazení hodnot univerzálních konstant

$$\chi_{m,\text{dia}} \approx \frac{\rho_M N_A}{A_m} \cdot 10^{-8}. \quad (1.14)$$

Vidíme tedy, že z Langevinova vzorce pro diamagnetika vychází teplotně nezávislá susceptibilita.

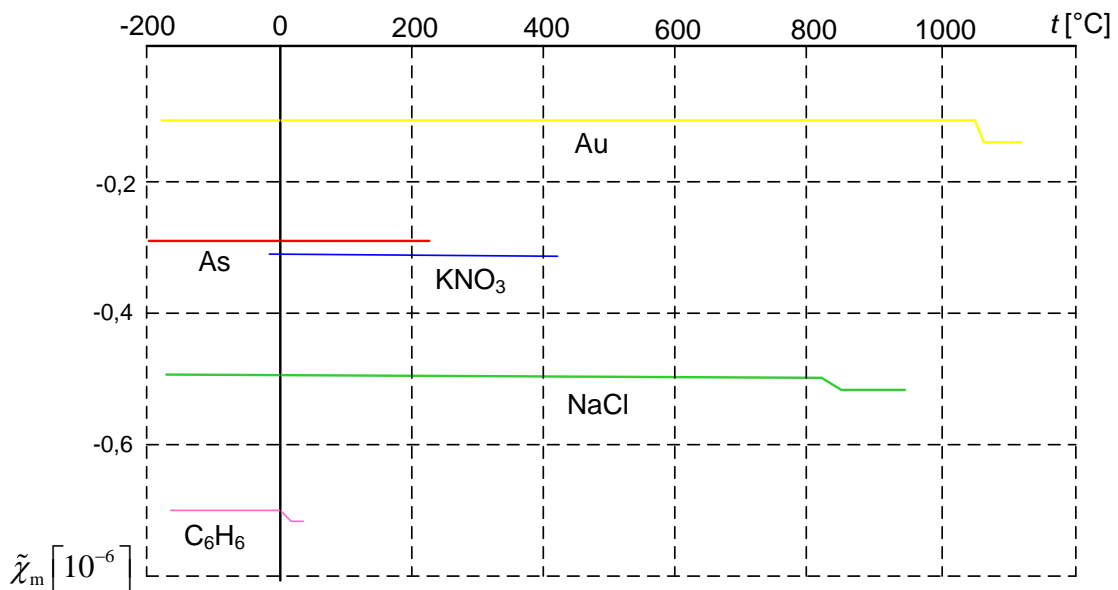
J. H. Vleck vypracoval ve 20. letech kvantovou teorii diamagnetismu atomů a molekul [5]. Pro diamagnetickou susceptibilitu získal výraz, jehož jeden člen je totožný s Langevinovým vztahem (1.11). Hodnotu veličiny $\overline{r_0^2}$ je v něm ovšem třeba počítat užitím aparátu kvantové mechaniky.

U reálných kovových diamagnetik se uplatňuje susceptibilita vodivostních elektronů (Landauův diamagnetismus, Pauliho paramagnetismus), která je kladná, opět nezávisí na teplotě a lze ji odvodit pomocí kvantové fyziky

$$\chi_m = -\chi_{m,\text{dia}} + \chi_e \quad (1.15)$$

Předcházející vztah (1.15) selhává u anomálního diamagnetismu antimonu, bismutu a například mosazi.

Jak už bylo řečeno, diamagnetismus je jev společný pro všechny látky, ovšem ve srovnání s jinými jevy je velmi slabý a projeví se proto jen u těch látek, u kterých není překryt silnějšími projevy para- nebo feromagnetickými. Tepelný pohyb atomů nemá vliv na indukované momenty $\Delta \mathbf{m}_i$, proto je susceptibilita diamagnetika $\chi_{m,\text{dia}}$ nezávislá na teplotě, viz obr. 1.8. Stejně tak diamagnetická susceptibilita nezávisí na indukci magnetického pole [3].



Obr. 1.8: Teplotní závislosti diamagnetických látek potvrzují nezávislost mag. susceptibility na teplotě i při změně skupenství. Příklady teplotních závislostí jsou uvedeny pro arsen, zlato, chlorid draselný, benzol, dusičitan sodný [12].

Měrná magnetická susceptibilita $\tilde{\chi}_m$ diamagnetik se pohybuje řádově v hodnotách -10^0 až -10^1 ($\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$). Mezi diamagnetika patří například voda (H_2O , $\chi_m = -9,04 \cdot 10^{-6}$), inertní plyny, dusík (N), vodík (H), helium (He), argon (Ar); řada kovů: měď (Cu, $\chi_m \approx -9,8 \cdot 10^{-6}$), bismut (Bi), stříbro (Ag), zlato (Au), zinek (Zn) a mnoho organických sloučenin.

Extrémním případem diamagnetické látky jsou supravodiče, ve kterých dochází vlivem Meissnerova efektu k úplnému vytlačení externího pole z objemu látky [3]. Tyto tzv. perfektní diamagnetika mají susceptibilitu $\chi_m = -1$.

1.3.2 Paramagnetika

Atomy či molekuly paramagnetik mají na rozdíl od diamagnetik vlastní magnetický moment \mathbf{m} v důsledku nespárovaných elektronů v částečně zaplněných orbitalech. Tyto magnetické momenty nejsou vlivem tepelného pohybu atomů v interakci, a proto je výsledné magnetické pole uvnitř paramagnetika nulové. Podle Langevinovy teorie se za přítomnosti vnějšího magnetického pole začnou magnetické momenty atomů orientovat do směru rovnoběžného s vektorem indukce \mathbf{B}_0 vnějšího pole, takže vnější magnetické pole je zesilováno vnitřní magnetizací látky [3].

Výsledný vektor magnetizace látky \mathbf{M} je dán rovnovážným stavem mezi energií tepelného pohybu atomů rušícího uspořádání a energií interakcí jejich magnetických momentů. Jak naznačuje vztah (1.16), paramagnetická susceptibilita je nepřímo úměrná teplotě T podle Curieova zákona.

$$\chi_{m, \text{para}} = \mu_0 \frac{n_0 m^2}{3k_B T} = \frac{C}{T}, \quad (1.16)$$

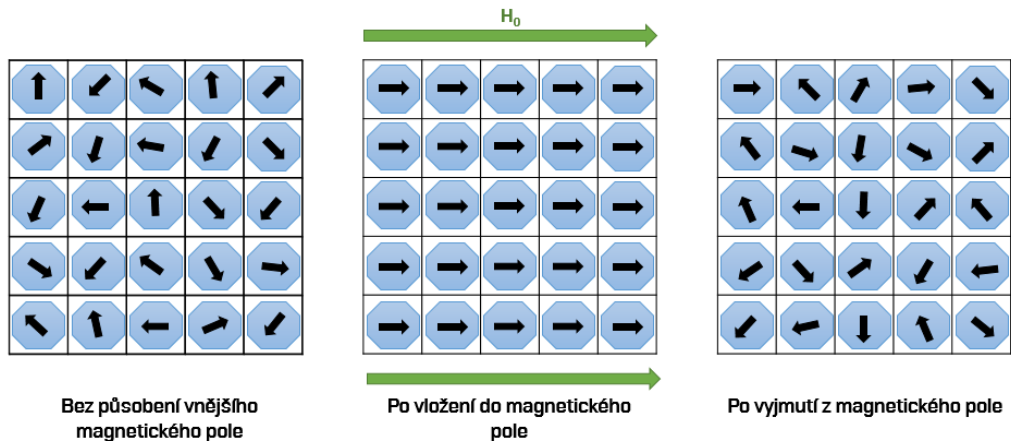
kde k_B představuje Boltzmannovu konstantu, m velikost magnetického momentu \mathbf{m} a C je Curieova konstanta. Rovnice (1.16) platí jen pro ty materiály, jejichž elektrony jsou vázané, proto neplatí pro většinu paramagnetických kovů. U paramagnetik je výsledná susceptibilita dána součtem paramagnetické a diamagnetické susceptibilit

$$\chi_m = \chi_{m, \text{para}} + \chi_{m, \text{dia}}, \quad (1.17)$$

přičemž převažuje paramagnetický jev, a proto je výsledná susceptibilita χ_m kladná.

Pro látky s volnými elektrony ve vodivostním pásu (kovy) bývá paramagnetický jev popisován Pauliho modelem. Podle něj způsobuje vnější magnetické pole nerovnováhu mezi počtem vodivostních elektronů s opačným spinem, čímž vzniká vektor vnitřní magnetizace souhlasného směru jako vnější pole \mathbf{H}_0 [3].

Vložení paramagnetika do vnějšího magnetického pole znázorňuje obr. 1.9. V levé části obrázku není paramagnetická látka vystavena vnějšímu magnetickému poli, přesto vidíme dílčí magnetické momenty, které mají atomy náhodně orientovány. Celkový magnetický moment vzorku je však nulový. Uprostřed, po vložení paramagnetické látky do vnějšího magnetického pole, jsou magnetické momenty orientovány do směru působení vnějšího pole. Vpravo pak vidíme uspořádání magnetických momentů po vyjmutí látky z magnetického pole. Celkový magnetický moment je zde, stejně jako před vložení vzorku do vnějšího pole, nulový.



Obr. 1.9: Vložení paramagnetické látky do vnějšího magnetického pole.

Na rozdíl od diamagnetik, magnetická susceptibilita paramagnetik závisí na teplotě. V běžných podmínkách není susceptibilita paramagnetik závislá na intenzitě vnějšího pole H_0 . Ke stavu nasycení dochází při velmi silných magnetických polích ($B > 10$ T) a za nízkých teplot ($T < 100$ K), kdy prakticky všechny magnetické momenty atomů či molekul látky jsou uspořádány rovnoběžně s vektorem B_0 indukce vnějšího pole.

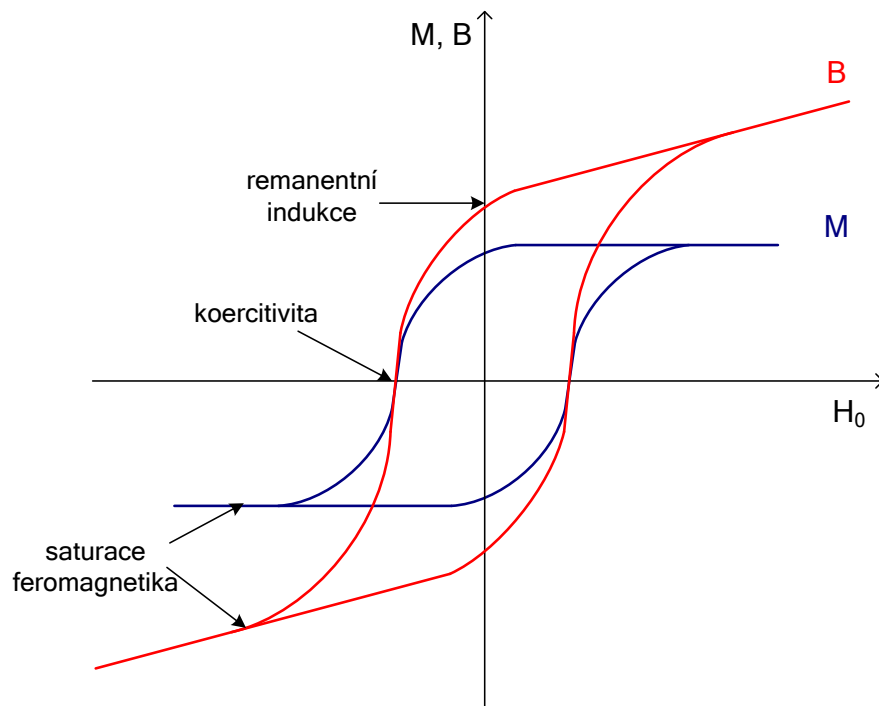
Paramagnetické vlastnosti lze pozorovat rovněž u feromagnetik s teplotou nad hodnotou Curieovy teploty a antiferomagnetik s teplotou nad hodnotou Néelovy teploty.

Měrná susceptibilita $\tilde{\chi}_m$ paramagnetik se pohybuje řádově v hodnotách $+10^0$ až $+10^2$ ($\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$). Mezi paramagnetika patří například vzduch ($\chi_m \approx 0,38 \cdot 10^{-6}$), kyslík (O_2), hliník (Al , $\chi_m = 23 \cdot 10^{-6}$), cín (Sn), alkalické kovy a další [3].

1.3.3 Feromagnetika

Jev feromagnetismu vzniká v krystalických látkách, kdy se atomy v mřížce uspořádají paralelně a vytvářejí tak domény s výraznými magnetickými dipólovými momenty. Přesouváním a natáčením magnetických domén je vysvětlováno chování feromagnetika ve vnějším magnetickém poli. K seřazování dochází vlivem kvantově-mechanického jevu, tzv. výměnné interakci, kterou popsal Heisenberg. Vnější magnetické pole může tyto domény uspořádat a vznikne tak vnitřní magnetické pole, které může dosahovat hodnot o několik řádů větších než pole vnější.

Feromagnetika i ferimagnetika mají nelineární magnetizační charakteristiku. Tuto skutečnost ukazuje křivka uvedená na obr. 1.10. Jak je patrné z obrázku, charakteristika vykazuje jev hystereze, proto se pro ni často používá pojem hysterezní smyčka [3].



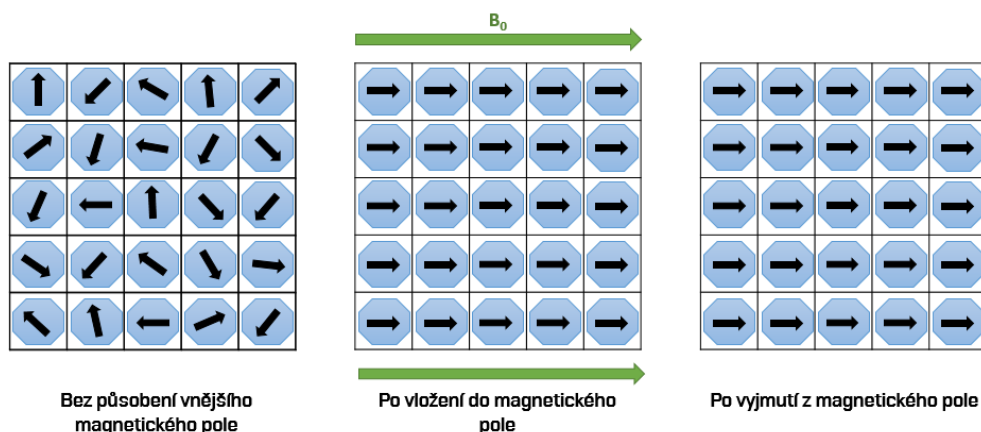
Obr. 1.10: Magnetizační charakteristiky feromagnetika: modrá křivka je závislost magnetizace \mathbf{M} na vnějším poli, červená křivka je závislost indukce \mathbf{B} na vnějším poli s intenzitou \mathbf{H}_0 [3].

Při ohřevu dochází k narušování uspořádaného stavu feromagnetických domén tepelnými kmity krystalické mřížky. Pro teplotu vyšší než je Curieova teplota $T > T_C$ dochází k přeměně feromagnetické fáze na paramagnetickou. Využitím Curieho konstanty C můžeme teplotní závislost susceptibility popsat Curie-Weissovým zákonem:

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_C}. \quad (1.18)$$

Z čistých prvků patří mezi feromagnetika (při teplotě 300 K) železo (Fe), kobalt (Co) a nikel (Ni).

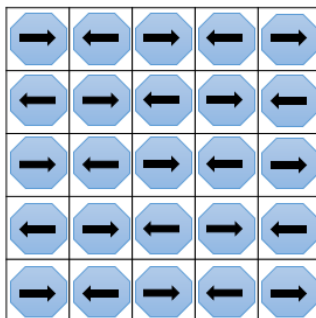
Obr. 1.11 znázorňuje magnetické momenty atomů ve feromagnetické látce. V levé části obrázku vidíme náhodné uspořádání magnetických momentů bez působení vnějšího magnetického pole po zahřátí látky na Curieovu teplotu T_C . Látka je ochlazena a vložena do vnějšího magnetického pole, kde se magnetické momenty atomů natočí do směru magnetického pole a v tomto směru zůstanou i po vyjmutí látky z vnějšího magnetického pole [3].



Obr. 1.11: Vložení feromagnetické látky do vnějšího magnetického pole.

1.3.4 Antiferomagnetika

V některých materiálech jsou magnetické momenty sousedních atomů uspořádány antiparalelně. Pokud jsou tyto magnetické momenty stejně velké, je výsledná magnetizace látky nulová. Reálně však nabývá velmi malých hodnot. Uspořádání magnetických momentů atomů antiferomagnetické látky, která je vystavena teplotám nižším než je Néelova teplota, ilustruje obr. 1.12.



Obr. 1.12: Uspořádání magnetických momentů antiferomagnetické látky. Výsledný magnetický moment je díky antiparalelnímu usprádání a velikosti jednotlivých momentů nulový.

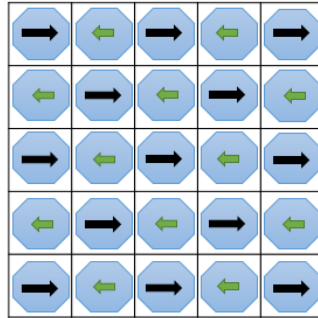
Teoretické základy jevu antiferomagnetismu a ferimagnetismu podal v roce 1940 L. Néel. K antiferomagnetikům patří z prvků např. chrom (Cr), ze slitin např. feromangan (FeMn), ze sloučenin oxid nikelnatý (NiO).

Na rozdíl od paramagnetik, jejichž magnetická susceptibilita (1.16) klesá monotónně s rostoucí teplotou, dosahuje susceptibilita antiferomagnetik při určité teplotě svého maxima. Pro teplotu vyšší než je Néelova teplota $T > T_N$ (například pro chrom $T_N = 310 \text{ K}$) přechází antiferomagnetická látka do paramagnetického stavu a platí pro ni Curie-Weiss-Debyeův zákon [6]

$$\chi_m = \frac{C}{T + T_D}. \quad (1.19)$$

1.3.5 Ferimagnetika

Ferimagnetismus je jev obdobný antiferomagnetismu s tím rozdílem, že antiparalelně uspořádané magnetické momenty atomů nejsou stejně velké a výsledný vektor magnetizace látky je tedy nenulový. Tato situace může nastat jen tehdy, jsou-li v krystalické mřížce uspořádány alespoň dvě různé látky nebo ionty (například Fe^{2+} a Fe^{3+}).



Obr. 1.13: Vložení ferimagnetické látky do vnějšího magnetického pole.

Ferimagnetické materiály vykazují makroskopické vlastnosti prakticky shodné s feromagnetiky, a to: přechod do paramagnetického stavu nad Curieovou teplotou, kdy platí zákon (1.18), dále spontánní magnetizaci, hysterezi a remanenci.

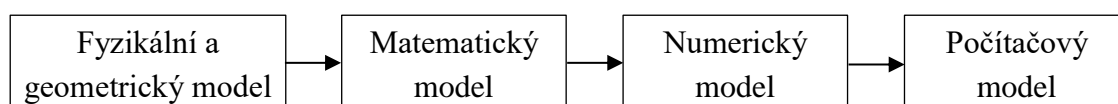
Narozdíl od feromagnetik vykazují ferimagnetika při určité teplotě nižší než T_c nulový magnetický moment, což je dáno vzájemnou kompenzací magnetických momentů antiparalelně uspořádaných atomů mřížky. Tato teplota se nazývá *bod kompenzace*.

2 MODELOVÁNÍ MAGNETICKÉHO POLE

Magnetické pole uvnitř i v okolí látek uvedených v kapitole 1 je možné graficky zobrazit pomocí různých nástrojů pro modelování a vizualizaci magnetického pole. Těmito nástroji jsou např. ANSYS Workbench, COMSOL Multiphysics a MaxFEM, který je k dostání zdarma. Díky těmto nástrojům lze nejen vizualizovat magnetické pole, ale třeba také ověřovat metody pro měření magnetické susceptibility uvedené v kapitole 3. V následujících podkapitolách budou velmi stručně uvedeny základy modelování magnetických polí. Podrobněji se problematice věnuje např. literatura [7].

2.1 Obecný popis modelu

Dle literatury [7] rozumíme pod pojmem modelování polí postup, při kterém je provedena analýza pole v daném prostorovém uspořádání zdrojů a materiálů. Cílem této analýzy je najít přesné řešení náhradního problému (diskretizovaný numerický model), který odpovídá přibližnému řešení původního problému (spojitý model). Obr. 2.1 ukazuje dílčí kroky při vytváření modelu.



Obr. 2.1: Obecný postup vytváření modelu.

Pro rozbor úlohy je nejprve nutné sestavit úplné zadání problému, které definuje geometrický (popisuje tvar, uspořádání a prostorovou symetrii) a fyzikální model (dán typem zdroje, kvalitativními parametry a fyzikálními parametry prostředí).

Na základě vlastností fyzikálního modelu je potom možné sestavit pro hledané veličiny popisující pole odpovídající diferenciální nebo integrální rovnice, které spolu s podmínkami určujícími, zda se jedná o vnitřní nebo vnější úlohu, vytváří matematický model. V případě vnitřní úlohy musí být na hranici oblasti zadaná Dirichletova nebo Neumannova podmínka. V této práci se budu více zabývat pouze řešením numerickým, a to zejména využitím metody konečných prvků (MKP).

Dalším krokem je vytvoření numerického modelu, který zahrnuje vhodně zvolenou síť konečných prvků pro zadanou geometrii a také soustavu rovnic pro hledanou veličinu v uzlech sítě, kterou je aproximováno přesné řešení. Toto přesné řešení závisí na chybě vstupních dat, chybě diskretizační (chyba metody) a chybě zaokrouhlovací. Získané veličiny se poté vyhodnotí a stanoví se požadované parametry [7].

Pro vytváření matematického modelu v oblasti elektromagnetismu je nutné umět pracovat se základními rovnicemi pole.

2.2 Maxwellovy rovnice

Zákony elektromagnetického pole, a to Ampérův zákon celkového proudu, Gaussova věta elektrostatiky, Coulombův zákon, Biot-Savartův zákon, zákon zachování náboje a Ohmův zákon shrnul James Clark Maxwell do soustavy rovnic, které nazval Maxwellovy rovnice. Ty mohou být uváděny v integrálním i diferenciálním tvaru.

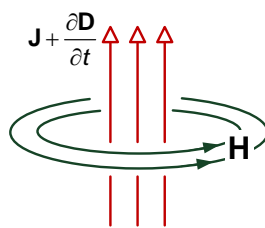
2.2.1 První Maxwellova rovnice: Ampérův zákon celkového proudu, zákon zachování magnetoelektrické indukce

Integrální tvar: Cirkulace vektoru \mathbf{H} po orientované křivce l je rovna celkovému vodivému proudu I a posuvnému proudu $\frac{d\psi}{dt}$, který prochází v kladném směru plochy S , ohraničené křivkou l . Vzájemnou orientaci křivky a plochy je možné určit pravidlem pravé ruky: je-li palec ve směru kladné normály plochy S , ukazují prsty směr orientace křivky

$$\oint_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I + \frac{d\psi}{dt}. \quad (2.1)$$

Diferenciální tvar: Rotace vektoru intenzity magnetického pole \mathbf{H} je dle vztahu (2.2) rovna součtu hustoty vodivého proudu \mathbf{J} a hustoty posuvného (Maxwellova) proudu $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$, viz obr. 2.2.

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (2.2)$$



Obr. 2.2: Grafické znázornění veličin popisujících 1. Maxwellovu rovnici.

Ampérův zákon celkového proudu můžeme jednoduše interpretovat takto: každý pohybující se náboj (elektrický proud) je zdrojem magnetického pole \mathbf{H} . Této skutečnosti se využívá například u elektromagnetů, motorů, hlav záznamových zařízení (zápis), antén (vysílání).

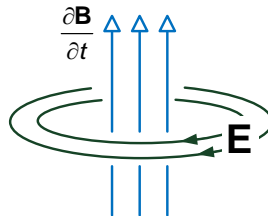
2.2.2 Druhá Maxwellova rovnice: Faradayův indukční zákon, zákon elektromagnetické indukce

Integrální tvar: Cirkulace vektoru \mathbf{E} po orientované křivce l je rovna záporně vzaté časové změně magnetického indukčního toku, který prochází plochou S , ohraničenou křivkou l . Vzájemná orientace křivky a plochy je rovněž určena pravidlem pravé ruky a nezávisí na směru vektorů \mathbf{E} nebo \mathbf{B} .

$$\oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (2.3)$$

Diferenciální tvar: Rotace vektoru intenzity elektrického pole \mathbf{E} je rovna záporně vzaté časové změně magnetické indukce \mathbf{B} , viz obr. 2.3.

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}. \quad (2.4)$$



Obr. 2.3: Grafické znázornění veličin popisujících 2. Maxwellovu rovnici.

Faradayův indukční zákon celkového proudu můžeme jednoduše interpretovat takto: časová změna magnetického pole indukuje elektrické pole \mathbf{E} . Této skutečnosti se využívá například u cívek a transformátorů, generátorů, hlav záznamových zařízení (čtení) a antén (příjem).

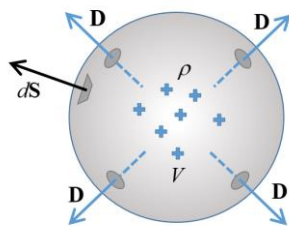
2.2.3 Třetí Maxwellova rovnice: Gaussova věta elektrostatiky

Integrální tvar: Elektrický indukční tok \mathbf{D} libovolnou uzavřenou vně orientovanou plochou (Gaussovou plochou) S je roven celkovému volnému elektrickému náboji Q v prostorové oblasti V , která je ohraničena plochou S , viz obr. 2.4.

$$\oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = Q. \quad (2.5)$$

Diferenciální tvar: Divergence vektoru elektrické indukce \mathbf{D} je rovna objemové hustotě náboje ρ . Můžeme také říci, že siločáry elektrické indukce \mathbf{D} začínají nebo končí tam, kde je přítomen elektrický náboj.

$$\text{div}\mathbf{D} = \rho. \quad (2.6)$$



Obr. 2.4: Grafické znázornění veličin popisujících 3. Maxwellovu rovnici.

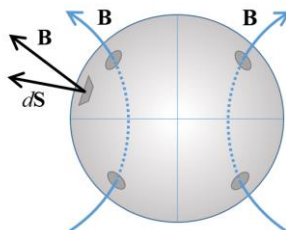
2.2.4 Čtvrtá Maxwellova rovnice: Zákon kontinuity magnetické indukce

Integrální tvar: Tok vektoru magnetické indukce \mathbf{B} libovolnou uzavřenou orientovanou plochou je roven nule.

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0. \quad (2.7)$$

Diferenciální tvar: Výtok vektoru magnetické indukce z uzavřené plochy je vždy nulový, viz obr. 2.5.

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (2.8)$$



Obr. 2.5: Grafické znázornění veličin popisujících 4. Maxwellovu rovnici.

2.2.5 Analytické a numerické řešení

Analytické řešení výpočtu elektromagnetického pole je možné použít pouze v určitých specifických úlohách a 1D rozložení pole. Analytické řešení diferenciálních a integrálních rovnic pole je velmi obtížné a v řadě konkrétních problémů technické praxe zcela nemožné. Na druhé straně numerické řešení je v dnešní době výkonných počítačů snadnější cestou. Mezi analytické metody můžeme řadit například:

- přímou integraci, pouze pro 1D problém,
- separace proměnných, použití teoreticky omezené, prakticky je však řešení pro libovolné uspořádání elektrod velmi složité a pro obecný tvar elektrod téměř nemožné,

- konformní zobrazení, omezení na 2D výpočty polí elektrod s homogenním dielektrikem, popsanych Laplaceovou rovnicí [7].

Mezi numerické metody řadíme:

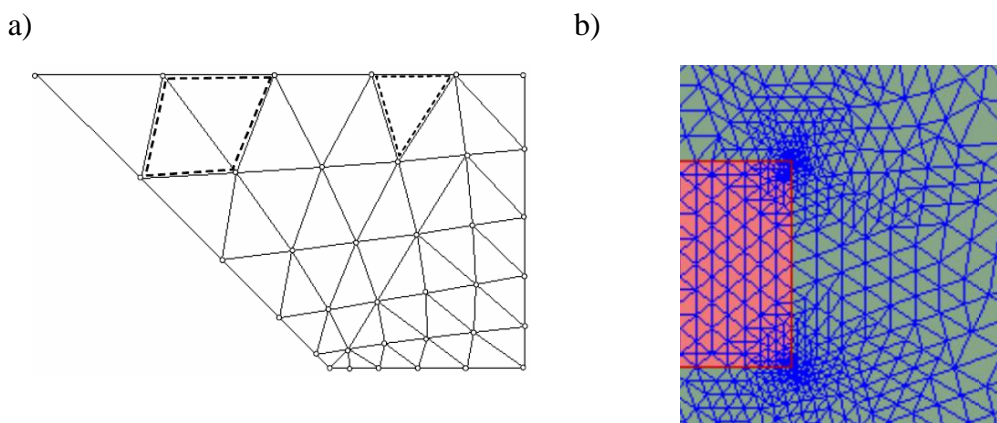
- momentovou metodu, řešení diferenciálních, integrálních a integrodiferenciálních rovnic,
- metodu hraničních prvků, řešení integrální rovnice,
- metodu indukovaných nábojů, řešení integrální rovnice,
- metodu konečných objemů, řešení diferenciální rovnice,
- metodu konečných diferencí (MKD),
- metodu končených prvků (MKP) [7].

2.2.6 Metoda konečných prvků

Poslední dvě zmíněné metody, tedy MKD a MKP jsou často integrovány v progamech pro výpočet magnetických polí. V této kapitole se zaměříme pouze na MKP, protože právě pomocí této metody byly vytvořeny příklady, které jsou uváděny v této práci.

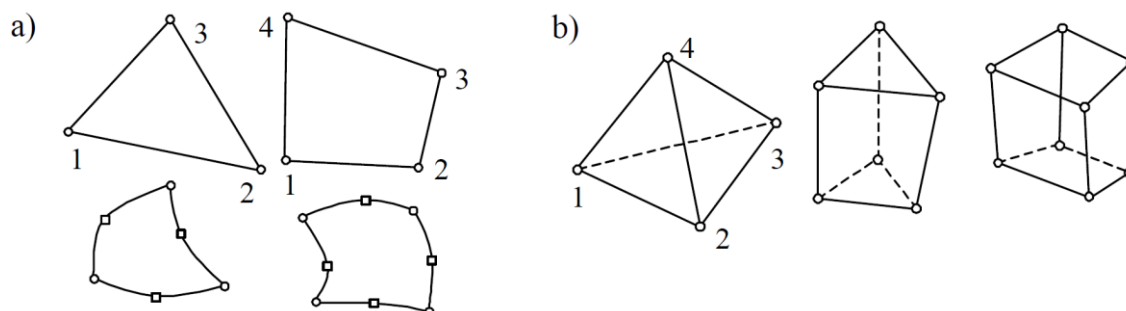
Pro řešení úloh jako je modelování elektromagnetického pole uvnitř či vně různě složitých objektů můžeme výhodně zvolit metodu konečných prvků. Tato metoda vychází z formulace Maxwellových rovnic. Díky moderní výpočetní technice je však tato metoda často používána v řadě úloh v oblasti strojírenství, elektrotechniky a stavebnictví.

Před samotným výpočtem je nutné rozdělit počítanou oblast pole na oblasti, kde se vytvoří uzly a uzlové potenciály. Uzly však mohou být rozloženy v oblasti nerovnoměrně a mohou tak sledovat tvar hraničních ploch. V oblastech, kde se očekává velká změna pole, se vytvoří hustší síť. Na obr. 2.6 je uveden příklad sítě a uzlů prvků sítě.



Obr. 2.6: a) Uzly na síti konečných prvků [7]. b) Adaptivní síť konečných prvků.

Při řešení MKP se sestaví soustava rovnic pro neznámé uzlové potenciály. Koeficienty matice soustavy a pravých stran se nepočítají z diferencí nahrazujících derivace, ale jako integrály přes elementární plošky nebo objemy, v jejichž vrcholech jsou uzly. Tyto elementární útvary jsou nazývány konečné prvky. Na obr. 2.7 a) je naznačen konečný prvek tvaru trojúhelníku a čtyřúhelníku a další základní rovinné prvky – lineární a parabolický trojúhelník a čtyřúhelník. Parabolický prvek má zakřivené hrany s dalším uzlem na hraně [7].



Obr. 2.7: Uzly na síti konečných prvků [7].

Prostorové elementární prvky znázorňuje obr. 2.7 b). Prostorové konečné prvky mají tvar čtyřstěnu, pětistěnu a šestistěnu. Ve středu hran mohou mít rovněž další uzly [7].

Postup při aplikaci MKP se skládá z následujících kroků:

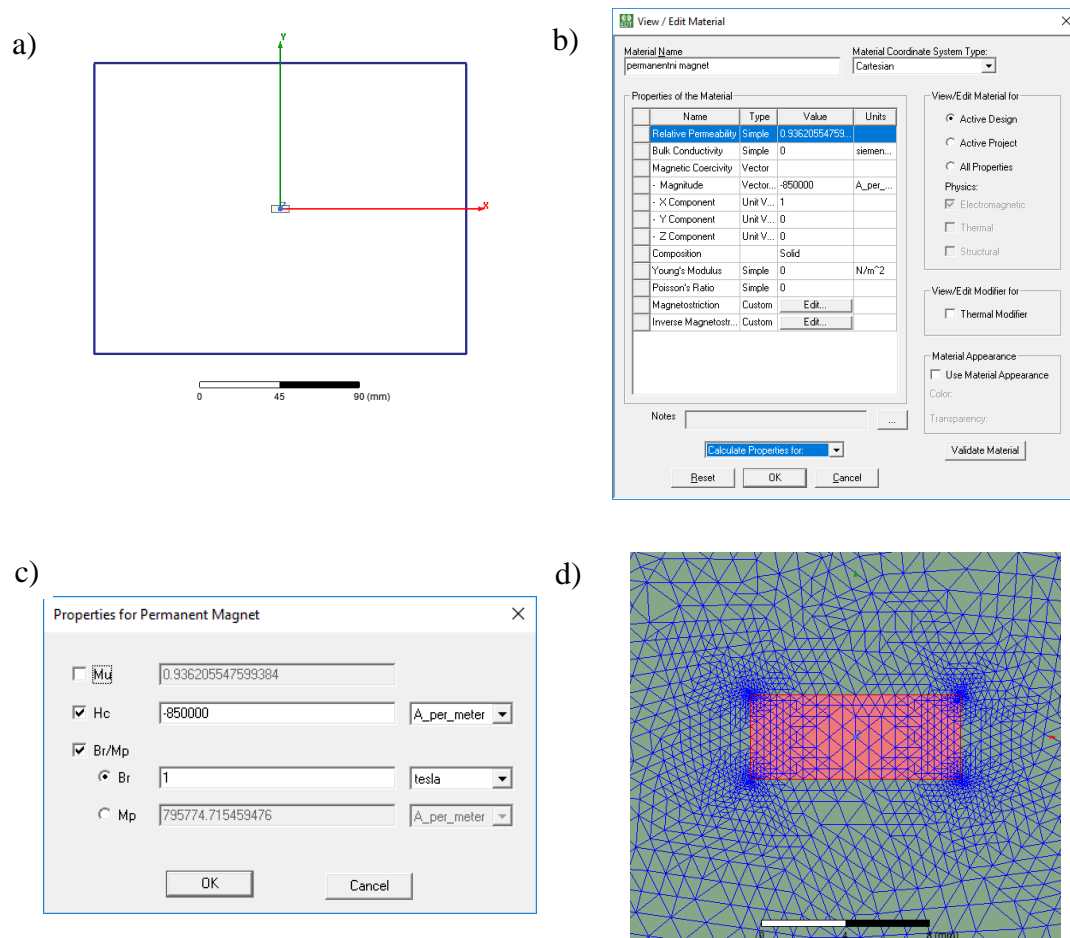
- generace sítě prvků s uzly,
- aproximace potenciálu na jednotlivých prvcích z uzlových hodnot,
- sestavení soustavy rovnic pro neznámé uzlové hodnoty,
- vyřešení soustavy,
- zpracování dodatečných požadavků – výpočet dalších veličin a zobrazení výsledků.

2.3 Programy pro modelování magnetického pole

Pro modelování magnetického pole v této práci je popsán program ANSYS Maxwell 19.1. Jedná se o program pro simulaci nízkofrekvenčních elektromagnetických polí. Vychází z MKP a umožňuje simulace elektromagnetických polí v časové i frekvenční oblasti. Vyznačuje se automatickou tvorbou sítě, zohledňuje rotační a translační pohyb těles v elektromagnetickém poli. Využívá se při návrhu a analýze elektromotorů, generátorů, solenoidů, transformátorů a senzorů. Díky široké škále spolupráce s ostatními specializovanými programy je vysoce vhodný pro efektivní

simulace rozsáhlých elektronických nebo elektromechanických systémů a jejich optimalizaci.

Postup vytváření modelu odpovídá blokovému diagramu na obr. 2.1. V části a) je naznačeno vytvoření geometrického modelu. Poté se definují vlastnosti materiálu jak je ilustrováno v sekci b). Následuje oddíl c) s příkladem fyzikálního popisu vlastností prostředí. Po automatickém vytvoření adaptivní sítě, viz část d), program ANSYS Maxwell 19.1 provede výpočet pole pomocí MKP. Jakmile je výpočet hotový, můžeme zobrazit požadovanou fyzikální veličinu například v podobě siločar magnetického pole nebo vektorů magnetického pole, jak ukazuje obr. 1.1.



Obr. 2.8: Postup vytváření modelu v programu ANSYS Maxwell 19.1.

Numerické modely uvedené v této práci byly použity pro testování metody měření magnetické susceptibility využitím technik nukleární magnetické rezonance (NMR), viz kapitola 4. Dále je možné využít program ANSYS Maxwell např. k modelování magnetického pole v okolí implantátů používaných v lékařství. Kromě geometrické znalosti však musíme znát také materiálové vlastnosti, jako je permeabilita či susceptibilita. Tyto vlastnosti často nejsou přesně známy, a proto je třeba použít některou z metod měření susceptibility uvedené v následující kapitole.

3 MĚŘENÍ SUSCEPTIBILITY

Pro měření magnetické susceptibility materiálů se nejčastěji používají následující metody:

- Gouyovy váhy,
- Faradayovy váhy,
- Indukční metoda,
- Magnetometr SQUID,
- Měření magnetického pole pomocí NMR tomografu.

Podrobnější popis těchto metod je uveden v podkapitolách níže, dále pak například v literatuře [13], [14].

3.1 Gouyovy váhy

Nejběžnější princip měření magnetické susceptibility ve 20. století představují Gouyovy váhy. Jejich největší výhodou je, že nevyžadují náročné přístrojové vybavení. Jsou používány pro měření magnetické susceptibility diamagnetických a paramagnetických vzorků ve tvaru válečku nebo hranolu. Je možné měřit i práškové nebo kapalné materiály (s použitím vhodné květy).

Principiální schéma Gouyovy váhy představuje obr. 3.1. Pro měření se používá homogenní magnetické pole, čemuž odpovídá tvar pólů elektromagnetu. Měřený vzorek je vtahován mezi pólové nástavce axiální silou o velikosti

$$F = S_A \frac{\mu_0 \chi_m (H_1^2 - H_2^2)}{2}, \quad (3.1)$$

kde S_A je plocha průřezu vzorku v rovině xy . Tato plocha se zjistí nepřímo z měření vzorku se známou velikostí magnetické susceptibility. Intenzita magnetického pole H_1 působí na vnitřní konec vzorku a H_2 působí na vnější konec vzorku.

Pokud použijeme vzorek o takové délce, že intenzita H_2 bude mnohonásobně menší než intenzita H_1 , můžeme sílu počítat ze vztahu

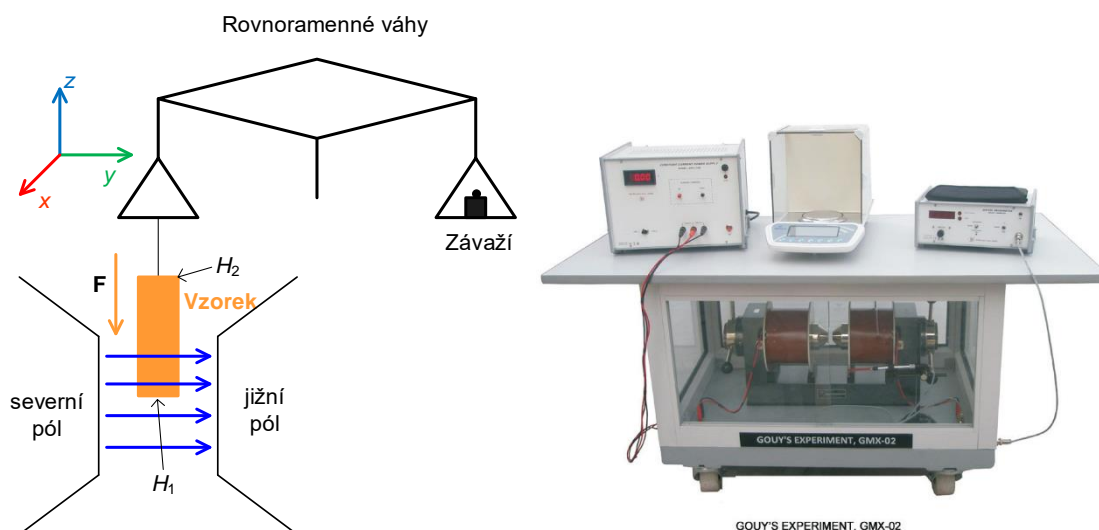
$$F \approx S_A \frac{\mu_0 \chi_m H_1^2}{2}. \quad (3.2)$$

3.1.1 Měření susceptibility ze změny hmotnosti vzorku

Tato metoda je většinou postavena tak, že neměříme sílu, ale přes rovníramenné nebo lépe digitální váhy zjistíme rozdíl hmotnosti Δm měřeného vzorku. Poté susceptibilitu vzorku χ_m získáme ze vztahu, který je odvozen dle literatury [16] a [17]

$$\chi_m \approx \frac{2\Delta mg}{\mu_0 S_A H_1^2}. \quad (3.3)$$

Celá aparatura musí být vhodně zakrytována, aby nedocházelo k chybám výsledku způsobených vanutím vzduchu nebo otřesy. Dosahovaná citlivost měření susceptibility je 10^{-9} s přesností až 1 %.

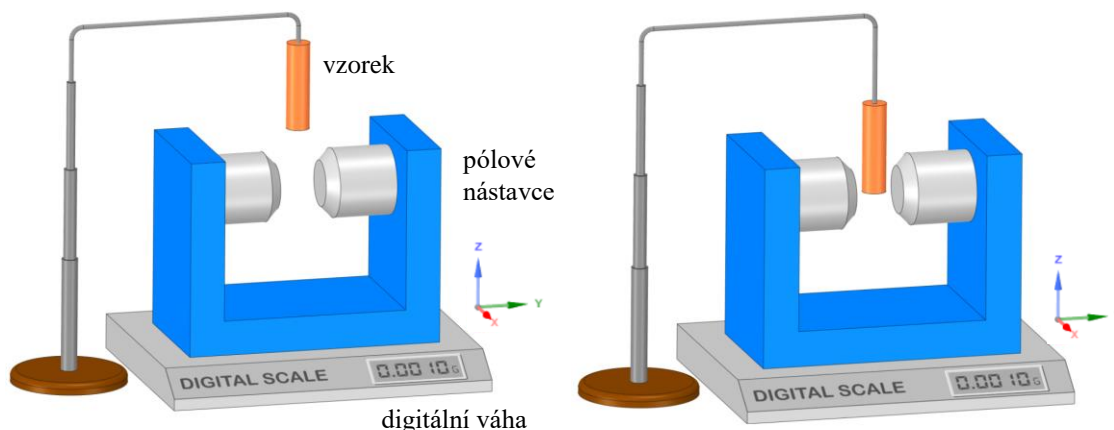


Obr. 3.1: Gouyovy váhy pro měření susceptibility vzorku. Vlevo: principiální měření. Vpravo: reálné uspořádání pro praktické měření [18].

Nejistota měření magnetické susceptibility je dána: nejistotou určení změny hmotnosti vzorku, což vede k použití kvalitní váhy; nejistotou určení plochy vzorku a nejistotou určení intenzity magnetického pole H . Hmotnost vzorku bývá okolo 100 g. Jedná se tedy o vzorky větších rozměrů. Detekovatelná změna hmotnosti váhy nabývá běžně hodnot kolem 0,1 μg . Jako kalibrační látka na určení plochy vzorku a konstanty přístroje je vhodná destilovaná voda nebo například platina. Tato metoda není vhodná pro vzorky obsahující feromagnetické vměstky, kvůli nehomogennímu zmagnetování vzorku a nemožnosti korekce jejich vlivu.

3.1.2 Měření susceptibility ze změny hmotnosti magnetického obvodu

Jinou možností měření susceptibility pomocí techniky Gouyovy váhy je neměřit hmotnost vzorku, ale změnu hmotnosti pólových nástavců, jak ukazuje obr. 3.2. Vzorek se vkládá mezi pólové nástavce stejně jako bylo uvedeno v předchozí kapitole. Rozdíl je nyní v tom, že se měří změna hmotnosti celého jha pomocí digitálních vah. Takto sestavené měřicí pracoviště je aktuálně realizováno na ÚTEE, FEKT VÚT a bude sloužit studentům pro měření susceptibility v rámci jejich závěrečných prací.



Obr. 3.2: Gouyovy váhy: měření změny hmotnosti pólových nástavců [19].

3.2 Faradayovy váhy

Faradayovy váhy se využívají k měření magnetické susceptibility menších vzorků (pod 1 mm) kvůli nežádoucímu gradientu pole v ose z , viz obr. 3.3. Tyto vzorky mohou být z diamagnetických, paramagnetických, feromagnetických a ferimagnetických materiálů. Cílem je vytvoření gradientního magnetického pole, které se získá tvarem pólových nástavců. Vzorek je pak v gradientní oblasti. Samotné pólové nástavce jsou navrženy pro konstantní změnu magnetické intenzity H s osou x vzorku [3].

Vložení materiálu o objemu V s celkovým magnetickým momentem

$$\mathbf{M}_C = MV \quad (3.4)$$

do magnetického pole se změní energie o

$$E' = -\frac{1}{2} \mu_0 (\mathbf{M}_C \cdot \mathbf{H}). \quad (3.5)$$

Pokud má magnetické pole gradient např. ve směru x , pak s využitím vztahu (1.6) lze pro sílu působící na paramagnetický nebo diamagnetický vzorek psát

$$\mathbf{F} = -\frac{dE'}{dx} = \frac{1}{2} \mu_0 V \frac{d(\mathbf{M}_C \cdot \mathbf{H})}{dx} = \mu_0 \chi_m V H \frac{dH}{dx} \mathbf{u}_x = \mu_0 m \tilde{\chi}_m H \frac{dH}{dx} \mathbf{u}_x \quad (3.6)$$

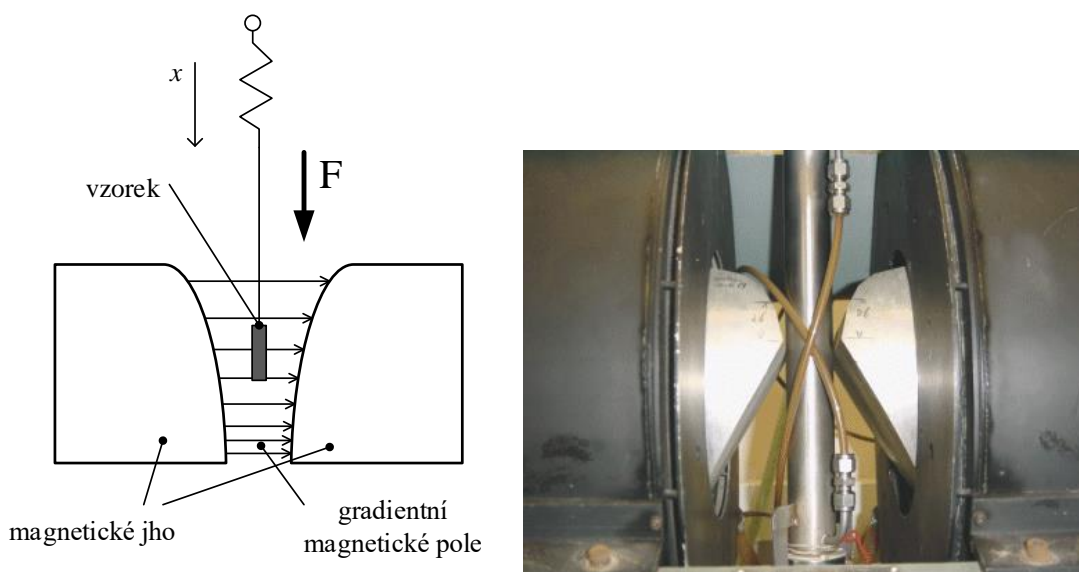
Obdobně pro feromagnetický nebo ferimagnetický vzorek v poli, ve kterém je s dostatečně malou odchylkou konstantní gradient magnetického pole (vzorek musí mít malé rozměry), platí

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} \mu_0 V \mathbf{M}_C \cdot \frac{d\mathbf{H}}{dx}. \quad (3.7)$$

Pro zajištění lineární závislosti síly na hodnotě susceptibility (3.6) resp. celkové magnetizace (3.7) vzorku je potřeba zajistit takový tvar magnetického pole, aby byla splněna podmínka

$$H \frac{dH}{dx} = konst. , \text{ respektive } \frac{dH}{dx} = konst. \quad (3.8)$$

Principiální schéma Faradayovy váhy je na obr. 3.3 vlevo, kde je patrný používaný tvar pólových nástavců elektromagnetu pro získání gradientního pole. Vpravo pak vidíme praktické uspořádání měřicí soustavy.



Obr. 3.3: Faradayovy váhy pro měření susceptibility vzorků. Vlevo: principiální uspořádání. Vpravo: reálné uspořádání pro praktické měření [15].

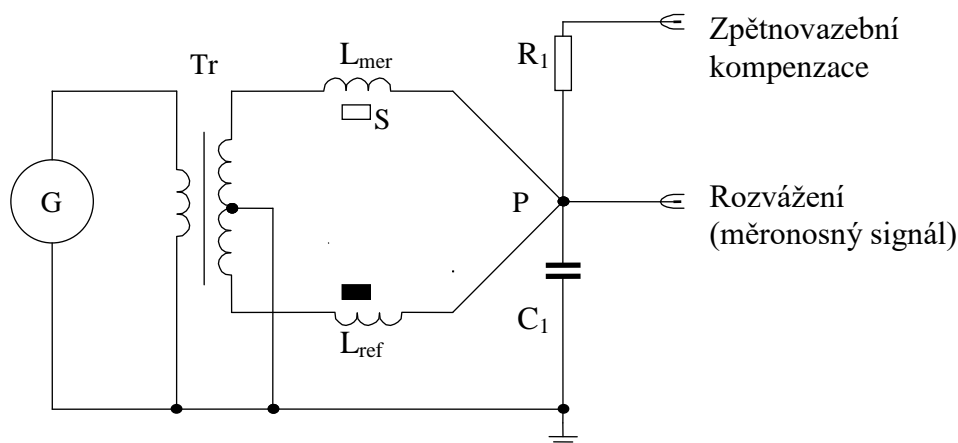
Využití Faradayových vah je vhodnější a přesnější pro malé vzorky, než využití Gouyových vah, protože nezávisí na ploše vzorku. U této metody je možné korigovat vliv feromagnetických příměsí měřením pro několik hodnot intenzity magnetického pole. Faradayovy váhy jsou často součástí vybavení velkých fyzikálních a chemických ústavů.

3.3 Indukční metoda

Principem indukční metody je měření změny indukčnosti měřicí cívky, kterou způsobí do ní vložený vzorek. Obr. 3.4 ukazuje principální schéma zapojení pro měření magnetické susceptibility indukční metodou.

Transformátor T_r je napájen harmonickým napětím s kmitočtem f . Na děleném sekundárním vinutí transformátoru se vytváří napětí se shodnou amplitudou, ale opačnou fází. K těmto vinutím jsou připojeny dvě identické cívky; referenční cívka L_{ref} s malým

feritovým jádrem používaným pro nulování mostu a měřicí cívka L_{mer} , jejíž jádro tvoří měřený vzorek. Obě cívky jsou propojeny do bodu P, odkud se odebrá signál úměrný rozvážení mostu. Stabilizace mostu je řešena jako zpětnovazební přes odpor R_1 [3]. Oproti předcházejícím metodám je vzorek měřen ve slabém střídavém magnetickém poli. Z toho plyne, že se u této metody výrazněji uplatňuje vliv nežádoucích feromagnetických příměsí ve vzorku, neboť nejsou v saturaci.

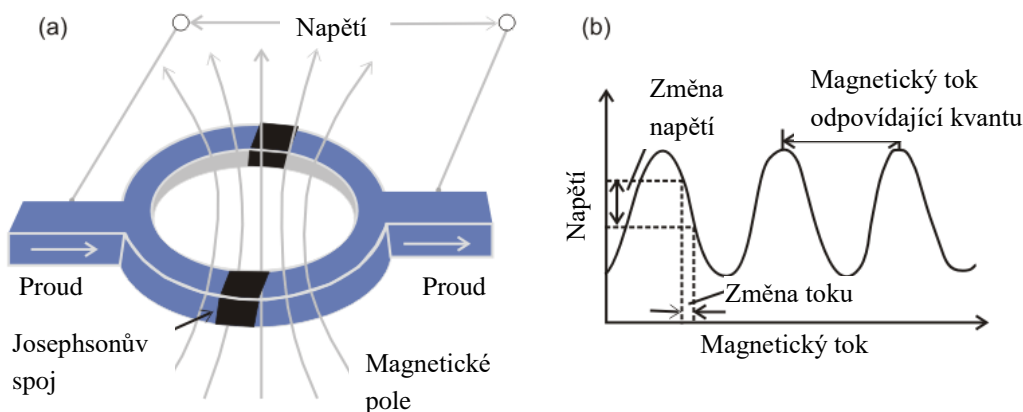


Obr. 3.4: Principiální schéma měřicí části indukčního mostu pro měření susceptibility [3].

3.4 SQUID magnetometr

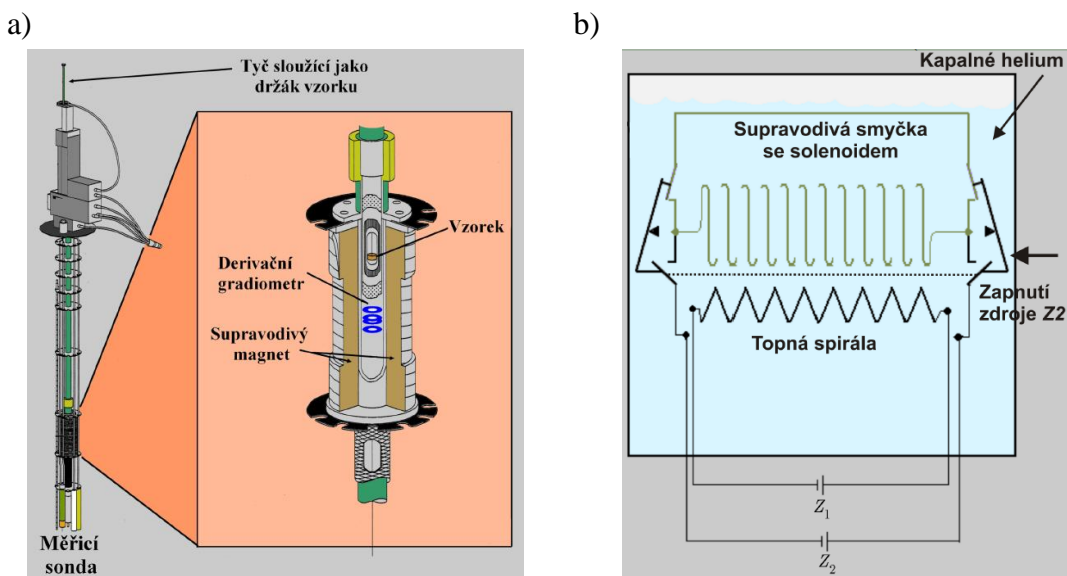
SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) je extrémně citlivý detektor magnetického toku pracující na principu supravodivé smyčky s Josephsonovým spojem. Dnes je využití tohoto senzoru nejpoužívanějším způsobem pro měření magnetické susceptibility materiálů v širokém rozmezí teplot. Za tímto účelem se používá přístroj, který je běžně komerčně dostupný jako laboratorní vybavení, ale vyžaduje chlazení tekutým heliem. Stejnoseměrný SQUID objevili v roce 1964 R. Jaklevic, J. Lambe, A. Silver a J. Mercereau. Vysokofrekvenční (VF) SQUID byl objeven o rok později J. E. Zimmermanem a A. Silverem. Vysokofrekvenční varianta má jen jeden Josephsonův spoj, zatímco stejnosměrný SQUID má tyto spoje dva a více, proto je komplikovanější a dražší, ale více citlivý než VF SQUID.

Obr. 3.5 ukazuje konstrukci a princip DC SQUID senzoru a výstupní napětí jako funkci magnetického toku. Zde slabý signál magnetického toku vytváří odpovídající změnu napětí SQUID senzoru, kterou je možné dále měřit.



Obr. 3.5: Konstrukce a princip DC SQUID: a) Dva Josephsonovy spoje, které spolu vytvářejí supravodivý prsten představující DC SQUID, b) výstupní napětí jako funkce magnetického toku [20].

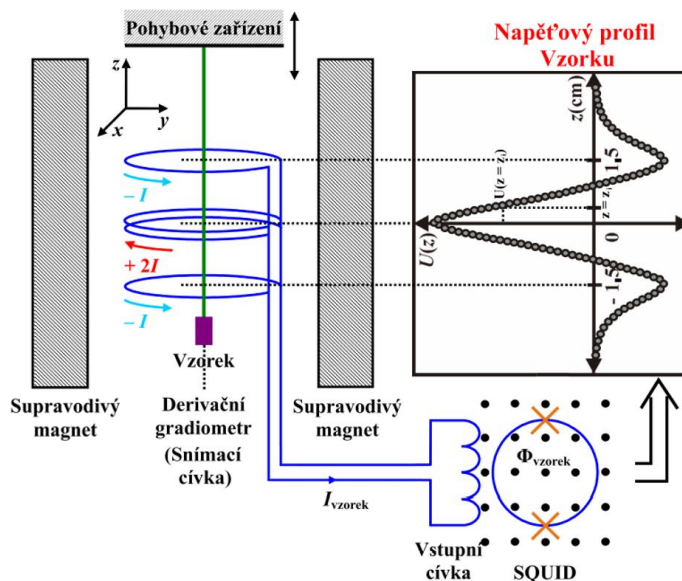
Měřicí sonda SQUID magnetometru obsahuje vše potřebné včetně vzorku a supravodivé látky, viz obr. 3.6 a). Při nastavování potřebného měřicího proudu se supravodivá cívka ohřeje, aby přešla do nesupravodivého stavu, čehož se dosáhne ohřátím topnou spirálou ovládanou zdrojem Z_1 . Poté se pomocí zdroje Z_2 nastaví potřebný proud. Po nastavení se topná spirála vypne a odpojí se zdroj Z_2 . Vinutí se zkratuje a cívka se navrátí do supravodivého stavu.



Obr. 3.6: a) Měřicí sonda SQUID magnetometru, b) Nastavování elektrického proudu [21].

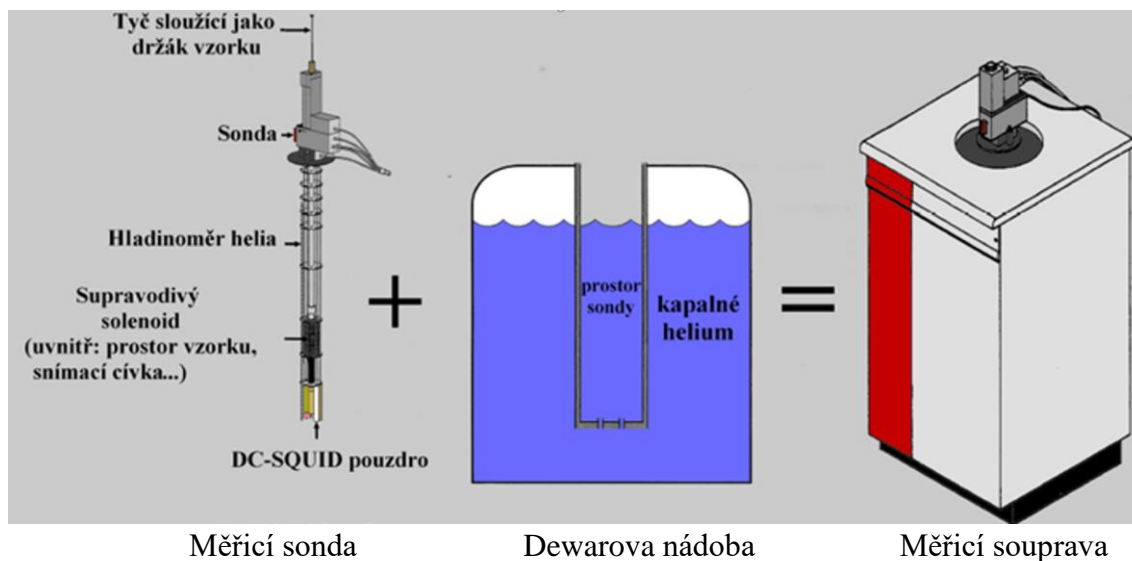
Obr. 3.7 ukazuje princip samotného měření za použití SQUID senzoru. To spočívá v tom, že krokový motorek vibruje vzorkem, čímž se indukují proud ve třech supravodivých snímacích cívkách. Ty jsou navinuty jako derivační gradiometr druhého řádu. Měří se tedy rozdíl magnetického toku se vzorkem a bez vzorku. Tento rozdílový proud generuje indukční tok v supravodivé vstupní cívce a je měřen pomocí SQUID senzoru. Výsledkem je napěťový profil vzorku. Ten je dále nutné přepočítat aproximační

funkcí na magnetický moment vzorku pro danou teplotu a velikost externího pole generovaného cívkou.



Obr. 3.7: Princip měření magnetické susceptibilitivity pomocí SQUID magnetometru [21].

Při měření pomocí SQUID magnetometru je použit celý systém, který se skládá zejména z měřicí sondy, Dewarovy nádoby a měřicí soupravy, viz obr. 3.8.



Obr. 3.8: Měřicí soustava s DC SQUID senzorem [21].

3.5 Využití technik nukleární magnetické rezonance

Metody pro měření magnetické susceptibilitivity využitím tomografu magnetické rezonance jsou podrobně popsány v kapitole 4. Z principu fungování tomografu magnetické rezonance je měření omezeno pouze na magnetické látky, které z makroskopického hlediska řadíme mezi diamagnetika nebo paramagnetika. Přínosem

těchto technik je měření susceptibility materiálů a případně i finálních produktů (např. vzorky implantátů), které jsou vhodné pro použití v tomografu magnetické rezonance.

4 VYUŽITÍ MR TECHNIK K URČENÍ MAGNETICKÉ SUSCEPTIBILITY

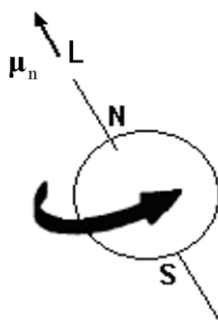
Tato kapitola nejprve stručně uvádí princip fungování magnetické rezonance. Poté jsou blíže rozebrány vybrané techniky měření magnetické susceptibility, a to zejména metoda, která byla navržena, experimentálně ověřena a publikována prof. Bartuškem, doc. Steinbauerem a dr. Marconěm.

4.1 Princip magnetické rezonance

Nukleární magnetická rezonance (NMR) je jev, který je v literatuře popisován od roku 1940 (Bloch 1940, Purcell 1946) [22]-[25]. Svého rozmachu a uplatnění v mnoha technických aplikacích doznala NMR teprve nedávno v součinnosti s vývojem sofistikovaného HW a SW vybavení. NMR dnes nachází uplatnění hlavně v chemických oborech. Pomocí ní můžeme nedestruktivním způsobem stanovit struktury a chemické složení různých látek nebo sledovat jejich chemické reakce.

Atomová jádra všech prvků jsou složena z protonů a neutronů. Protony jsou částice s pozitivním nábojem, zatímco neutrony jsou elektricky neutrální. Mechanismus MR je nejnáze vysvětlitelný na nejjednodušším atomu, který má v jádře pouze jeden proton-atom vodíku (H^1).

Bez přítomnosti stacionárního magnetického pole má proton, jako elementární částice jádra, vlastní mechanický moment hybnosti (rotační impulz–spin): \mathbf{L} a elementární elektrický náboj $+e$. Rotací elementárního náboje je generován magnetický moment: $\boldsymbol{\mu}_n$ ve směru osy rotace, viz obr. 4.1.



Obr. 4.1: Na osamocený rotující proton lze nahlížet jako na rotující elementární magnetický dipól.

Vzájemný vztah mezi mechanickým momentem \mathbf{L} a magnetickým momentem $\boldsymbol{\mu}_n$ je vyjádřen gyromagnetickým poměrem γ , který je charakteristický pro danou částici, dle literatury [24] platí

$$\boldsymbol{\mu}_n = \gamma \cdot \mathbf{L}. \quad (4.1)$$

Příklady hodnot gyromagnetického poměru pro vybrané prvky jsou uvedeny v tab. 4.1.

Tab. 4.1: Velikost gyromagnetické konstanty vybraných prvků.

Prvek/částice	Gyromagnetický poměr (γ) [MHz/T]
^1H	42,58
^3He	32,43
^{13}C	10,71
^{19}F	40,05
^{23}Na	11,26
^{31}P	17,24
elektron	27,204

Budeme-li mít skupinu protonů bez působení vnějšího magnetického pole, je orientace rotačních os jednotlivých protonů zcela náhodná. Navenek celek nevykazuje žádné magnetické vlastnosti. Po expozici silnému vnějšímu magnetickému poli nastanou dvě zásadní změny.

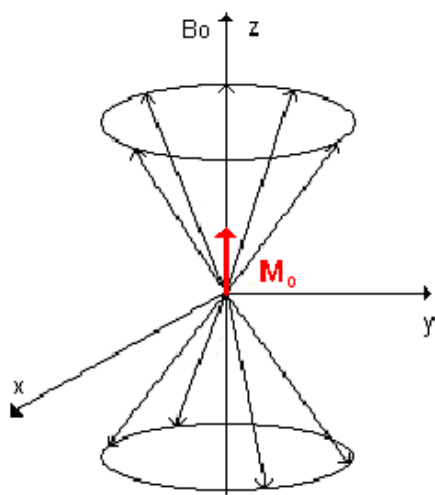
Dojde ke srovnání magnetických momentů (os rotace) s vnějším magnetickým polem. Proton se pak nachází v jednom ze dvou energetických stavů. Vektor jeho magnetického momentu může být orientován "paralelně", tj. ve shodě se směrem vnějšího magnetického pole (energeticky méně náročný stav), nebo "antiparalelně", tj. protichůdně k tomuto směru (energeticky náročnější stav). Vznikne výsledný vektor magnetizace \mathbf{M}_0 , který je orientován stejně jako vnější magnetické pole \mathbf{B}_0 a přispívá tak k jeho nepatrnému zesílení (viz obr. 4.2).

Protony začnou vykonávat ještě jeden typ pohybu. Kromě rotace kolem vlastní osy vykonávají navíc tzv. precesní pohyb, který si lze představit jako pohyb po plášti pomyslného kužele (viz obr. 4.3). Frekvence precesního pohybu se označuje jako Larmorova a je lineárně závislá na velikosti základního pole B_0 . Pro úhlový kmitočet platí

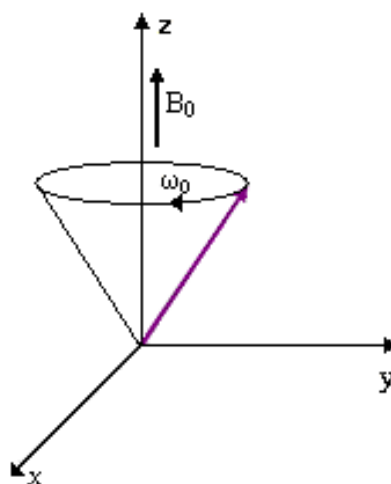
$$\omega_0 = \gamma \cdot B_0. \quad (4.2)$$

Larmorův kmitočet můžeme také zapsat ve tvaru

$$f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot B_0. \quad (4.3)$$



Obr. 4.2: Vznik magnetického vektoru \mathbf{M}_0 .



Obr. 4.3: Precesní pohyb magnetického momentu.

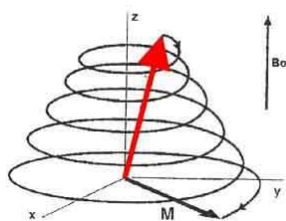
Výsledný vektor magnetizace \mathbf{M}_0 má tedy směr totožný se směrem vnějšího magnetického pole \mathbf{B}_0 . K tomu, abychom velikost vektoru \mathbf{M}_0 mohli změřit, se snažíme dosáhnout jeho vychýlení ze směru osy z do roviny xy (v této rovině je umístěný detektor - přijímací cívka). Toho lze dosáhnout dodáním energie vhodnou formou, například elektromagnetickými impulsy, označovanými také jako radiofrekvenční impulsy (RF impulsy).

Protony nejsou schopny absorbovat energii z celého spektra elmag. záření. Aby došlo k předání energie elektromagnetického pulzu precesujícímu protonu, musí být Larmorova frekvence a frekvence elektromagnetického pulzu stejná. Precesující protony tak s elektromagnetickým pulzem na dané frekvenci rezonují (odtud název "magnetická rezonance").

Přísun energie má na protony dvojitý účinek:

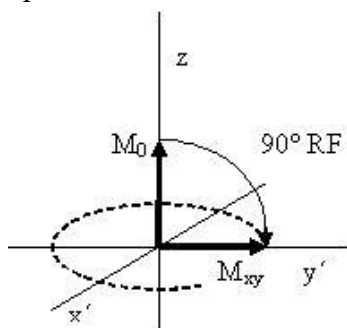
- Více protonů nyní může být orientováno antiparalelně. Dochází tak ke změně velikosti vektoru magnetizace \mathbf{M}_0 .
- Elektromagnetický impuls vytvoří vnější magnetické pole B_1 , které sjednotí fázi všech precesujících protonů, což vede ke vzniku příčné složky vektoru magnetizace (tento byl dosud nulový) \mathbf{M}_{xy} .

Tyto dva děje probíhají souběžně. Změna vektoru magnetizace je znázorněna na obr. 4.4.



Obr. 4.4: Změna vektoru magnetizace \mathbf{M} .

Pro zjednodušení následně uvažujeme použití nového souřadného systému, jehož osa z se shoduje s původní a osy x' , y' rotují s Larmorovou frekvencí kolem osy z (viz obr. 4.5). Výsledný pohyb vektoru magnetizace \mathbf{M}_0 se pak jeví jako pouhé "sklápění" do roviny xy , přičemž úhel sklopení závisí na velikosti RF pulzu a délce jeho trvání.



Obr. 4.5: Vychýlení vektoru magnetizace \mathbf{M}_0 po aplikaci 90° RF pulzu do roviny xy .

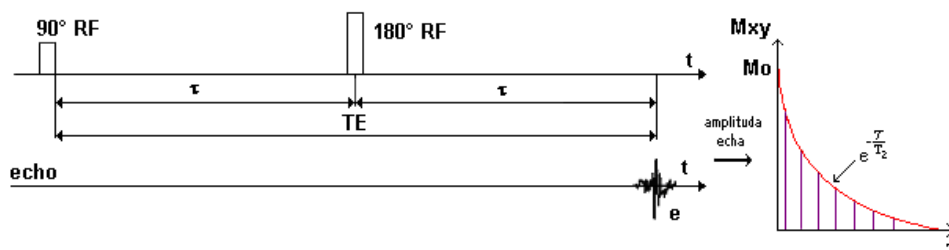
4.2 Sekvence pro měření magnetické susceptibility

V této kapitole se seznámíme se dvěma základními technikami, které se využívají pro měření magnetické susceptibility. Je to metoda založená na metodě Spinového echa (SE) a metoda Gradientního echa (GE).

4.2.1 Spinové echo

Metoda zvaná Spinové echo se skládá z 90° RF pulzu a jednoho nebo několika následujících 180° pulzů. Jak ukazuje obr. 4.6, po aplikaci 90° RF pulzu je vektor magnetizace překlápěný do roviny xy a začíná se projevovat T_2 relaxace [25], tj. některé protony precesují s rozdílnými frekvencemi.

Dochází k rozfázování. Následuje-li ale tzv. refokuzující 180° RF pulz, který překlápí jednotlivé spiny v rovině xy o 180° , spiny se opět sfázují a v přijímací cívice je detekován signál označovaný jako spinové echo SE, jehož amplituda je závislá na relaxačním čase T_2 .



Obr. 4.6: Sekvence spinového echa a závislost vektoru magnetizace na době τ .

4.2.2 Gradientní echo

Jiný a často v MRI využívaný způsob vzniku signálového echa je aplikace časově proměnných gradientních polí. Takové echo se nazývá gradientní echo (GE) a vlastnostmi a způsobem vzniku se odlišuje od echa spinového nebo stimulovaného. Základním předpokladem vytvoření gradientního echa je schopnost gradientního pole definované rozfázovat a sfázovat signál. Pro pochopení činnosti je třeba definovat gradientní pole.

Gradientní pole \mathbf{B}_G v MR zobrazování je speciální druh nehomogenního pole, jehož z -složka je lineárně proměnná v gradientním směru. \mathbf{B}_G je nazýváno x -gradientní pole, jestliže

$$B_{G,z} = G_x x \quad (4.4)$$

a G_x je nazýván x -gradientem. Podobně \mathbf{B}_G je nazýváno y -gradientní pole, jestliže

$$B_{G,z} = G_y y \quad (4.5)$$

nebo z -gradientní pole, jestliže

$$B_{G,z} = G_z z. \quad (4.6)$$

G_y a G_z se nazývají y -gradient a z -gradient. Gradientní pole vytváří gradientní systém, který se kromě řídicího a napájecího systému skládá ze tří gradientních cívek, nazývaných x -gradientní, y -gradientní a z -gradientní cívky. Ty v ideálním případě produkují x -, y - a z -gradientní pole. Je třeba zdůraznit, že magnetické pole vytvářené gradientní cívkou obsahuje také složky ve směrech x a y ($B_{G,x}$ a $B_{G,y}$). Tyto složky jsou zanedbatelně malé ve srovnání se základním magnetickým polem B_0 , které je ve směru z .

Celkové magnetické pole za přítomnosti gradientních polí v oblasti zájmu může být vyjádřeno vztahem

$$\mathbf{B} = (B_0 + B_{G,x}) \mathbf{k}, \quad (4.7)$$

kde $B_{G,x}$ je definováno vztahem (4.4), (4.5), nebo (4.6) z předpokladu buzení jen jednoho gradientu. Jestliže jsou buzeny současně všechny tři gradienty, bude

$$B_{G,x} = G_x x + G_y y + G_z z \quad (4.8)$$

a celkové magnetické pole

$$\mathbf{B} = (B_0 + G_x x + G_y y + G_z z) \mathbf{k}. \quad (4.9)$$

Tři gradienty jsou velmi často sdružovány do gradientního vektoru

$$\mathbf{G} = (G_x, G_y, G_z) = G_x \mathbf{i} + G_y \mathbf{j} + G_z \mathbf{k} \quad (4.10)$$

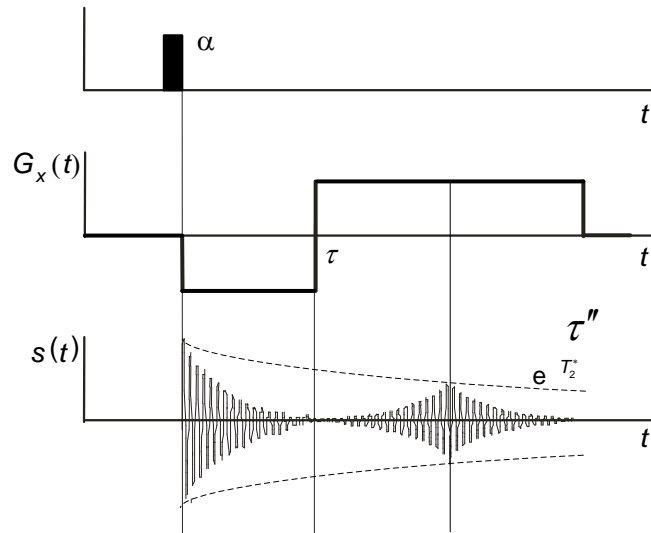
a směr gradientu \mathbf{G} se nazývá gradientní směr pole \mathbf{B}_G nebo \mathbf{B} . Ve vektorové podobě lze vztah (4.8) přepsat do tvaru

$$B_{G,z} = \mathbf{G} \cdot \mathbf{r}. \quad (4.11)$$

Je důležité si uvědomit, že směr gradientu celkového magnetického pole \mathbf{B}_G je odlišný od směru gradientu z -složky pole $\mathbf{B}_{G,z}$. Je-li vektor \mathbf{G} v čase konstantní, mluvíme o statickém gradientním poli. Ve většině případů v MR zobrazování jsou používána gradientní pole časově proměnná nazývaná časově proměnná gradientní pole [26].

Základní gradientní pulzní sekvence je znázorněná na obr. 4.7. Po aplikaci VF pulzu se sklápěcím úhlem α (pro rychlé měřicí metody je velmi často používán malý sklápěcí úhel) je zapnut záporný x -gradient. Spiny v různých polohách x budou mít rozdílné fáze, což lze v rotačních souřadnicích popsat vztahem

$$\Phi(x, t) = \gamma \int_0^t -G_x x dt = -G_x x t \quad 0 \leq t \leq \tau. \quad (4.12)$$



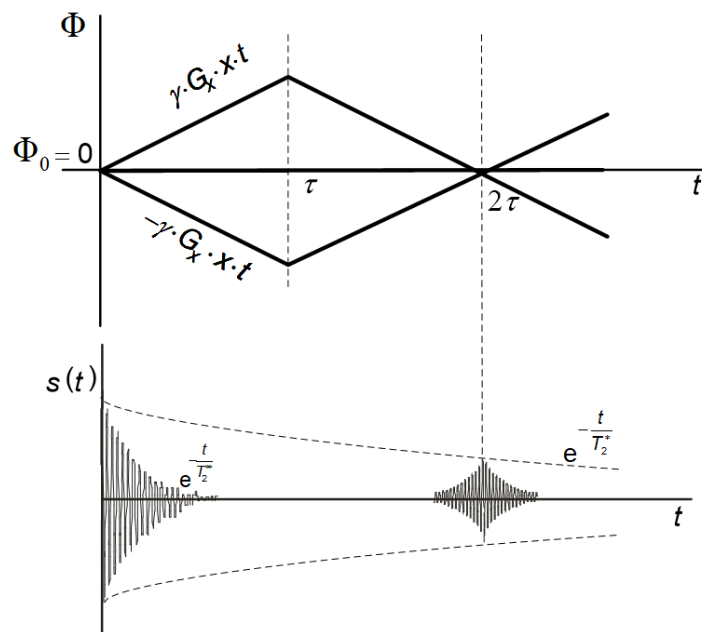
Obr. 4.7: Pulzní sekvence gradientní echo GE [27].

Rovnice (4.8) ukazuje, že po excitačním pulzu dochází k rychlé ztrátě koherence spinů nacházejících se v různých polohách na ose x a snímáný signál rychle klesá k nule. Pokles signálu je často charakterizován exponenciálním poklesem s časovou konstantou T_2^* . V čase $> 3 T_2^*$ klesá snímáný signál k nule. Jestliže v tomto čase aplikujeme gradient kladné amplitudy stejné velikosti, jako měl gradient záporný, dojde k postupnému

sfázování spinů a snímaný signál bude růst. Maximální amplitudy dosáhne v čase τ'' . Dále pak dochází k opětovnému rozfázování spinů. Tomuto ději se říká vznik gradientního echa. Fázi spinů v rotačních souřadnicích můžeme vyjádřit vztahem

$$\Phi(x, t) = -G_x x \tau + \gamma \int_{\tau}^t G_x x dt = -G_x x \tau + G_x x (t - \tau) \quad \tau \leq t \leq 2\tau. \quad (4.13)$$

Jak je zřejmé z fázového diagramu pro spiny v polohách $-x$, 0 a $+x$ (viz obr. 4.8), v čase od nuly do τ dojde k rychlému rozfázování spinů a ztrátě koherence signálů všech spinů. V čase $t = \tau$ po změně polarity gradientu dojde k otočení děje rozfázování spinů a v čase $t = 2\tau$ budou mít všechny spiny nulovou fázi a snímaný signál bude maximální. Dále dochází k rozfázování spinů a k poklesu snímaného signálu. Echo čas T_E se rovná 2τ .



Obr. 4.8: Vývoj fáze spinů v polohách $x = -x$, 0 a x u gradientní pulzní sekvence [27].

Z předchozího popisu je zřejmé, že spinové echo může nastat i v případě, že refokující gradient G_{x1} nebude mít stejnou amplitudu jako gradient pro rozfázování G_{x2} . Podmínka vzniku gradientního echa je

$$\int_0^{\tau} G_{x1} x dt = \int_{\tau}^{T_E} G_{x2} dt. \quad (4.14)$$

Pro vznik gradientního echa musí vždy platit podmínka, že časový integrál gradientu pro rozfázování spinů se musí rovnat časovému integrálu refokujícího gradientu.

V předcházejícím popisu bylo předpokládáno zcela homogenní základní magnetické pole B_0 . V případě nehomogenity základního pole ΔB_0 nedojde k opětovnému zřívání všech spinů a gradientní echo bude menší amplitudy. Magnetické pole $B_{G,x}$ s

nehomogenitou pole ΔB_0 je možné v rotačních souřadnicích vyjádřit vztahem

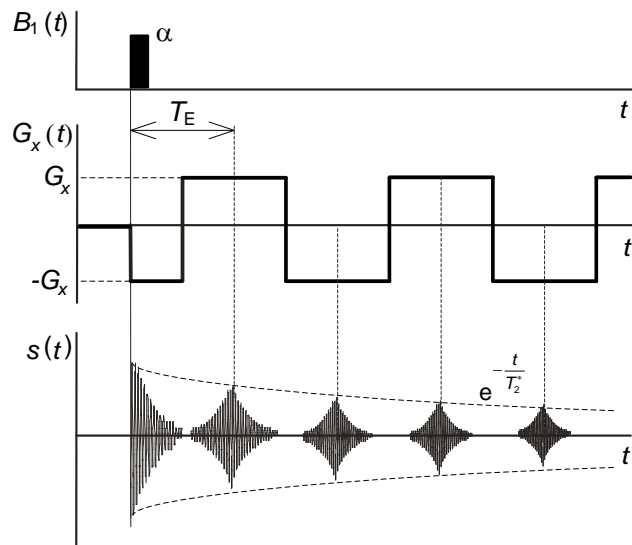
$$B_{G,x} = \Delta B_0 + G_x x. \quad (4.15)$$

Průběh fáze pak bude

$$\Phi(x,t) = (\Delta B_0 - G_x x) \tau + \gamma \int_{\tau}^t (\Delta B_0 + G_x x) dt = -G_x x \tau + G_x x(t - \tau) + 2t \Delta B_0 \quad (4.16)$$

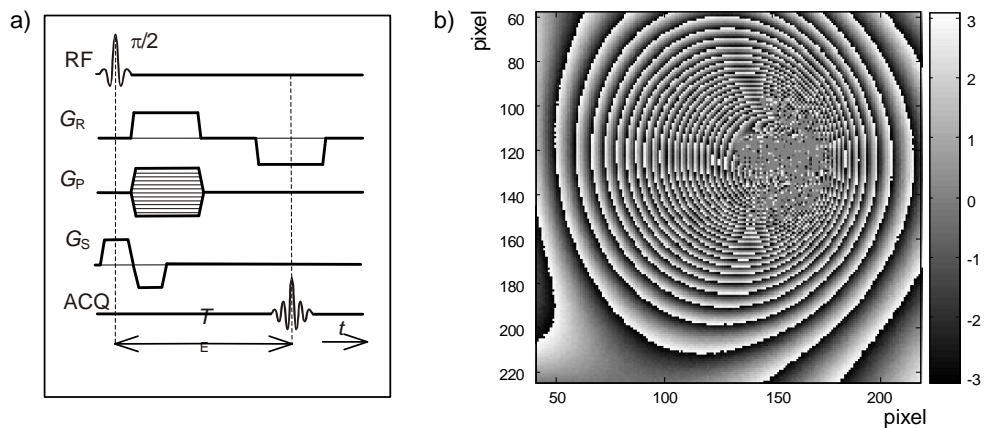
a v echo čase T_E bude fáze $\Phi(x, 2\tau) = \Phi(x, T_E) = 2 T_E \Delta B_0$. Ve středu gradientního echa nebudou sfázovaná jádra rozfázována nehomogenitou základního pole ΔB_0 . Toto je problémem u metod využívajících při snímání gradientní echo. Amplituda gradientního echa klesá s časovou konstantou T_2^* . Toto je základní rozdíl ve srovnání se spinovým echem, kde amplituda spinových ech klesá s časovou konstantou T_2 .

V současné době jsou využívány pulzní sekvence umožňující vytvořit sérii gradientních ech po jednom excitačním pulsu. Je toho dosaženo pravidelným přepínáním polarity gradientu. Maximální počet ech je limitován poklesem amplitudy ech s časovou konstantou T_2^* a rychlostí přepínání gradientů. Běžně je dosahováno 64 ech pro jednu excitaci RF pulzem. Příklad pulzní sekvence se sérií gradientních ech je znázorněna na obr. 4.9.



Obr. 4.9: Vytváření gradientních ech s využitím přepínaných polarit gradientů [27].

Metodu gradientního echa lze upravit dle sekvence uvedené na obr. 4.10 vlevo pro mapování magnetického pole. Výsledný snímek získaný touto sekvencí prezentuje obr. 4.10 vpravo.

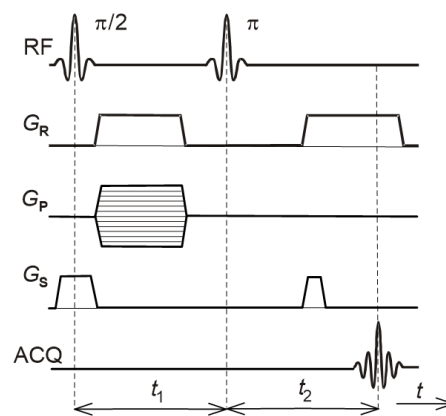


Obr. 4.10: Vytváření gradientních ech s využitím přepínaných polarit gradientů [27].

4.2.3 Metoda nesymetrického spinového echa

Běžně je pro mapování indukce základního magnetického pole využívána metoda gradientního echa [26]-[30]. Nevýhodou této metody je nutnost provádět rozbalení fázových skoků ve fázovém obraze. V případě velké nehomogenity magnetického pole způsobené velkou susceptibilitou měřené tkáně je tento výpočet složitý a v některých případech i nejednoznačný. Proto je využívána modifikovaná metoda spinového echa umožňující zakódování nehomogenity magnetického pole $\Delta B(x,y)$ do fáze MR obrazu v rozsahu menším než 2π , a proto není nutné rozbalovat fázové skoky.

Modifikovaná metoda spinového echa je znázorněná na obr. 4.11. Podmínkou správné funkce metody spin-echo je sjednocení časové polohy spinového a gradientního echa. Pro fázové zakódování nehomogenity magnetického pole je do klasické sekvence spin-echo vložen přídatný časový interval T_P , který posune polohu spinového echa mimo střed echa gradientního.



$$\begin{aligned}
 \text{I. } & t_1 = \frac{T_E}{2} + T_P, \quad t_2 = \frac{T_E}{2} \\
 \text{II. } & t_1 = \frac{T_E}{2}, \quad t_2 = \frac{T_E}{2} + T_P
 \end{aligned}$$

Obr. 4.11: Sekvence SE s časovým intervalem T_P vloženým do intervalu t_1 pro mód I a t_2 pro mód II [26].

Při vložení T_P mezi $\pi/2$ a π puls bude střed spinového echa časově později (mód I.) a při vložení T_P mezi π puls a akvizici ACQ bude střed spinového echa předbíhat střed echa gradientního (mód II.).

Celkovou transversální magnetizaci $M_T(t)$ jader excitované vrstvy lze vyjádřit vztahem

$$M_T(t) = \iint_{slice} m(x, y) e^{-j \int \omega(x, y, t) dt} dx dy, \quad (4.17)$$

kde $m(x, y)$ je rozložení magnetizace jader v měřené vrstvě.

Pro zjednodušení se ve vztahu (4.17) a v dalším textu předpokládá ideální stav, tj. měřená magnetizace není ovlivněna relaxačními mechanismy T_2 .

V reálném případě relaxační čas T_2 ovlivňuje velikost měřené magnetizace $m(x, y)$ a poměr signál-šum měřeného obrazu je stejný, jako v běžných SE technikách. Úhlový kmitočet rezonujících jader $\omega(x, y, z)$ závisí na základním magnetickém poli B_0 a jeho změnách způsobených nehomogenitou základního magnetického pole magnetu $\Delta B_M(x, y)$ a aplikovaným gradientem. Za předpokladu, že měřená jádra jsou na rezonanci, tj. kmitočet signálu VF pulsu je roven rezonančnímu kmitočtu jader γB_0 , lze napsat

$$\omega(x, y, t) = \gamma [\Delta B_M(x, y) + \mathbf{r} \cdot \mathbf{G}(t)], \quad (4.18)$$

kde γ je gyromagnetický poměr jádra a \mathbf{r} je použitý směr v souřadném systému. Časový vývoj magnetizace (4.17) za přítomnosti změny základního pole $\Delta B_M(x, y)$ může být vyjádřen vztahem

$$\begin{aligned} \Phi(T_E + T_P) = \int_0^{T_E + T_P} \omega(x, y, t) dt = \quad (4.19) \\ -\gamma \left\{ \int_0^{T_E/2 + T_P} \Delta B_M(x, y) dt + z \int_0^{T_E/2 + T_P} G_z(t) dt + y \int_0^{T_E/2 + T_P} G_{yn}(t) dt + x \int_0^{T_E/2 + T_P} G_x(t) dt \right\} + \\ + \gamma \left\{ \int_{T_E/2 + T_P}^{T_E + T_P} \Delta B_M(x, y) dt + z \int_{T_E/2 + T_P}^{T_E + T_P} G_z(t) dt + x \int_{T_E/2 + T_P}^{T_E + T_P} G_x(t) dt \right\}, \end{aligned}$$

kde záporné znaménko před gyromagnetickým poměrem vyjadřuje vliv π pulsu.

Každý z integrálů ve vztahu (4.19) vyjadřuje změnu fáze vektoru magnetizace, způsobenou buď gradienty různého směru nebo nehomogenitou $\Delta B_M(x, y)$. Dle obr. 4.7 a úpravou výše uvedených rovnic se výrazy se z -gradientem ruší, protože nefokusující druhý gradient G_z je stejně velký. Výraz s gradientem G_y zůstává a vyjadřuje fázové zakódování y -souřadnice do fáze snímaného signálu v k -prostoru. Výrazy s x -gradientem jsou zvoleny tak, aby se v čase $t = T_E + T_P$ kompenzovaly. Pro $T_P = 0$ se členy obsahující nehomogenitu $\Delta B_M(x, y)$ kompenzují a to je základní vlastnost klasické pulsní sekvence

spin-echo. Zavedením časového intervalu T_P mezi pulsy $\pi/2$ a π (mód I.) bude fáze magnetizace v čase $T_E + T_P$

$$\Phi(T_E + T_P) = -\gamma \Delta B_M(x, y) T_P + \gamma G_{yn} T_y y, \quad (4.20)$$

kde T_y je délka gradientního impulsu G_{yn} . Po vložení časového intervalu T_P mezi pulsy π a začátek snímání dat (mód II.), bude fáze magnetizace v čase $T_E + T_P$

$$\Phi(T_E + T_P) = \gamma \Delta B_M(x, y) T_P + \gamma G_{yn} T_y y. \quad (4.21)$$

První výraz ve vztazích (4.20) a (4.21) vyjadřuje fázovou změnu vlivem měřené nehomogenity $\Delta B_M(x, y)$ a druhý výraz vyjadřuje fázové kódování MR signálu v y -souřadnici.

Pro určení distribuce magnetizace v měřené vrstvě je nutné provést integraci časového vývoje úhlového kmitočtu během doby sběru dat. Po zavedení relativního času s respektováním času $T_E + T_P$, tj. $t' = t - T_E - T_P$, lze vztah (4.19) psát ve tvaru

$$\int_0^t \omega(x, y, t) dt = -\Delta B_M(x, y) t' + \gamma G_{yn} T_y y + \gamma G_x t' x = k_y y + k_x \left(x - \frac{\Delta B_M(x, y)}{G_x} \right), \quad (4.22)$$

kde k_y a k_x jsou integrační konstanty závislé na čase

$$k_x = \gamma G_x t' = \gamma \int_0^{t'} G_x(t) dt \quad \text{a} \quad k_y = \gamma G_{yn} T_y = \gamma \int_0^{t'} G_{yn}(t) dt. \quad (4.23)$$

Výraz pro celkovou magnetizaci ve vrstvě paralelní k rovině xy lze psát ve tvaru

$$M_T(t') = \iint_{xy} m(x, y) e^{-j \left(k_x \left(x - \frac{\Delta B_M(x, y)}{G_x} \right) + k_y y \right)} e^{-j \gamma \Delta B_M(x, y) T_P} dx dy. \quad (4.24)$$

Vztah (4.24) je za předpokladu, že $\Delta B_M(x, y) = 0$, základním vztahem pro 2D MR zobrazování a definuje tzv. Fourierův pár mezi $m(x, y)$ a $M_T(k_x, k_y) = M_T(t')$. Po provedení 2D Fourierovy transformace vztahu (4.24) se zakódovanou nehomogenitou lze získat mapu rozložení spinové hustoty $m(x, y)$ v rovině xy ovlivněnou nehomogenitou $\Delta B_M(x, y)$ ve tvaru

$$m'(x, y) = m(x, y) e^{-\gamma \Delta B_M(x, y) T_P}. \quad (4.25)$$

Exponenciála ve vztahu (4.24) $e^{-j \gamma \Delta B_M(x, y) T_P}$ vyjadřuje zakódování nehomogenity základního magnetického pole do fáze MR obrazu. Změna fáze 2π v obraze odpovídá změně magnetické indukce

$$\Delta B_M(x, y) = -\frac{1}{\gamma' T_P}, \quad (4.26)$$

kde $\gamma' = \gamma/2\pi$.

Pro libovolnou fázovou změnu $\Delta\Phi$ bude magnetická indukce

$$\Delta B_M(x, y) = -\frac{\Delta\Phi}{\gamma T_P}. \quad (4.27)$$

Je-li splněna podmínka $\Delta\Phi < 2\pi$, není nutné rozvíjet fázové skoky v měřeném obraze. Proto pro maximální délku časového intervalu T_P platí

$$T_P \leq \frac{2\pi}{\gamma \Delta B_M(x, y)}. \quad (4.28)$$

V případě neznámé nehomogenity $\Delta B(x, y)$ je časový interval T_P nastaven na nulu a podle velikosti $\Delta B_M(x, y)$, odhadnuté z počtu fázových skoků 2π ve fázovém obraze se provede výpočet T_P podle Blochových rovnic.

Ve vztahu (4.22) a (4.24) výraz $\left[x - \frac{\Delta B_M(x, y)}{G_x} \right]$ vyjadřuje zkreslení MR obrazu způsobené nehomogenitou základního pole $\Delta B_M(x, y)$. Velká nehomogenita způsobuje posun obrazových bodů v ose snímání signálu (x -sourovnice). Pro odstranění této deformace je možné používat snímací gradient větší amplitudy nebo matematickou transformaci podle vztahu $\left[x - \frac{\Delta B_M(x, y)}{G_x} \right]$.

Měřená mapa magnetického pole $\Delta B_M(x, y)$ obsahuje nehomogenitu magnetického pole způsobenou susceptibilitou měřeného vzorku $\Delta B(x, y)$ a nehomogenitu magnetického pole pozadí $\Delta B_0(x, y)$. Nehomogenitu pozadí tvoří např. nehomogenita základního magnetického pole pracovního prostoru MR magnetu a nehomogenita pole způsobená např. susceptibilitou materiálu držáku. Pro stanovení přesné mapy magnetického pole $\Delta B(x, y)$ je potřeba vždy od změřené mapy pole $\Delta B_M(x, y)$ odečíst mapu pole pozadí $\Delta B_0(x, y)$, která je měřená za stejných podmínek, ale bez měřeného vzorku podle vztahu:

$$\Delta B(x, y) = \Delta B_M(x, y) - \Delta B_0(x, y). \quad (4.29)$$

4.3 Přehled MR metod pro měření magnetické susceptibility

V současnosti jsou známy tři přístupy pro měření magnetické susceptibility využitím MR technik.

4.3.1 Měření susceptibility na rozhraní dvou látek

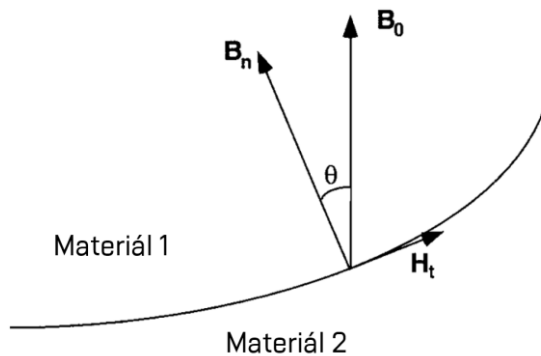
První přístup popsal Wang [31], který využívá k MR měření magnetické susceptibility nespojitosti rezonančního kmitočtu na rozhraní mezi dvěma materiály, z nichž každý má zřetelný MR signál, viz obr. 4.12. Rozdíl magnetické susceptibility mezi těmito dvěma materiály lze zjistit na základě údajů získaných z okolí rozhraní bez znalosti detailů geometrie měřeného vzorku. Vektor statického magnetického pole B_0 má

směr v ose z . Vektor indukce \mathbf{B}_n popisuje změnu pole na rozhraní dvou látek, směr tohoto pole označíme jako \mathbf{n} . Úhel mezi \mathbf{B}_n a \mathbf{B}_0 je označen jako θ . Tangenciální směr intenzity magnetického pole na rozhraní je označen indexem t . Dle literatury [31] byl odvozen vztah pro výpočet magnetické susceptibility v tomto tvaru:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{4\pi}{3} \Delta\chi \left\{ (1 - 3\cos^2 \theta) + S_{\text{hs}} \right\}, \quad (4.30)$$

kde ν_0 je radiofrekvenční nosná frekvence a $\Delta\nu$ představuje kmitočtový rozdíl, získaný na rozhraní materiálu 1 a 2. Dále $\Delta\chi$ definuje rozdíl susceptibility látek tvořící toto rozhraní.

S_{hs} může být určeno experimentálně studiem závislosti úhlu θ na poměru $\frac{\Delta\nu}{\nu_0}$.



Obr. 4.12: Schéma rozhraní na prostředí dvou materiálů s různou susceptibilitou [31].

4.3.2 Měření susceptibility MR kompatibilních látek

Druhý přístup je založen na požadavku znalosti mapy magnetického pole uvnitř vzorku, což omezuje použití metody pouze pro materiály magneticky kompatibilní (vytvářející MR signál). Metody založené na tomto přístupu předpokládají rovnoměrné rozložení magnetické susceptibility nebo vyžadují podrobně definovaný geometrický tvar měřeného vzorku [32] – [36]. Metoda vyžaduje inverzi hodnot na bázi voxelů a také dostatečný počet měřených bodů [37], [38]. Nevýhodou metody však je to, že je výpočetně náročná a žádná experimentální práce nebyla k dnešnímu dni publikována. Proto se numerickým potížím vyhýbáme přepracováním problematiky na řešení inverzní úlohy. Takto získané řešení může být ovšem zatíženo chybou až 50 % [39]. Pro korekci obrazu lze také použít interpolovanou mapu magnetického pole (Sumanaweera [40]). Inverzní úloha je dále komplikovaná tím, že díky relaxačnímu času T_2^* vznikají v místech s vyšší hodnotou magnetické susceptibility oblasti s vyšším šumem.

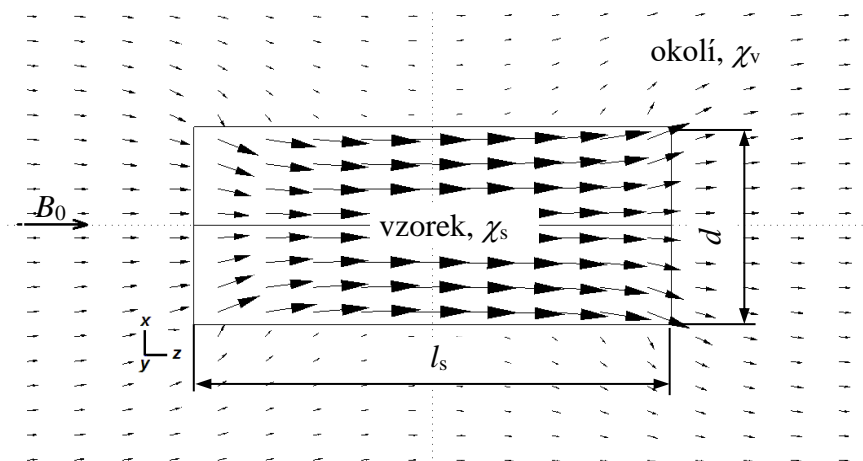
4.3.3 Měření susceptibility MR nekompatibilních látek

Třetím, velmi zajímavým, přístupem je měření magnetické susceptibility, který popsal Bartušek, Steinbauer, Marcoň v literatuře [13], [14], [41]. Autoři zde zkoumají výpočet magnetické susceptibility magneticky nekompatibilních materiálů. Vzorek slabě

magnetického materiálu vložený do magnetického pole způsobuje zkreslení statického magnetického pole. Susceptibilita vzorku se počítá z tvaru reakčního pole (rozdíl indukovaného pole v okolí vzorku a statického magnetického pole) v okolí vzorku. Na rozdíl od metod popsaných výše, je to způsob jak měřit susceptibilitu materiálů, které neposkytují žádný MR signál. V literatuře [13] je popsán analytický výpočet reakčního pole, který je odvozen pomocí numerického modelu využívající metody hraničních prvků. Susceptibilita vzorku se určuje z takto vypočteného reakčního pole. Výpočet magnetické susceptibilita je omezen na výpočet nekonečně velké roviny vzorku. Susceptibilita může být počítána pouze z 1D křivky reakčního pole a tak její výpočet nelze použít na libovolný tvar měřeného objektu. Článek [41] se zabývá modelem reakčního pole pomocí metody konečných prvků. Autoři v článku nepopisují podrobněji proces měření magnetické susceptibilita a není zcela jasné, zda k výpočtu susceptibilita využívají reakční pole získané modelováním nebo měřením.

Proto byly vytvořeny nové experimenty, které ověřily vlastnosti tohoto přístupu pomocí modelu a reálného měření. Vše bylo zdokumentováno v článku z roku 2012 [14]. Dále navazuje Erdevig a kol. v roce 2017 [42].

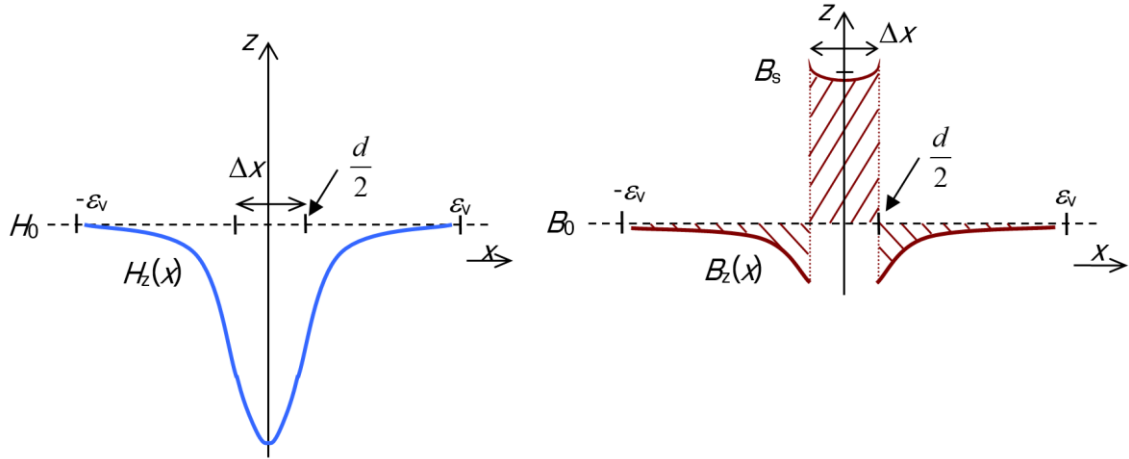
Metoda měření susceptibilita neferomagnetických a MR nekompatibilních materiálů je založena na předpokladu konstantní magnetické indukce v supravodivém magnetu. Vložením vzorku s magnetickou susceptibilitou χ_s , se vytvoří lokální deformace původně homogenního magnetického pole (tento děj je znázorněn na obr. 4.13). Velikost deformací závisí na rozdílu magnetických susceptibilit vzorku χ_s a jeho okolí χ_v , na objemu, tvaru vzorku a na velikosti indukce základního pole B_0 .



Obr. 4.13: Deformace homogenního magnetického pole vložením paramagnetického vzorku.

Statické magnetické pole v ose z můžeme popsat magnetickou intenzitou H_0 a magnetickou indukcí B_0 [43]-[45]. Předpokládejme, že vzorek ve tvaru válečku

průměru d a délky l_s ($l_s \gg d$) vložíme do magnetického pole paralelně se směrem vektoru statického magnetického pole \mathbf{B}_0 . Průběh velikosti intenzity magnetického pole $H_z(x)$ a magnetické indukce $B_z(x)$ na přímce v poloze $y = 0$ a $z = 0$ je znázorněn na obr. 4.14.



Obr. 4.14: Idealizovaný průběh magnetické intenzity $H_z(x)$ (vlevo) a magnetické indukce $B_z(x)$ (vpravo) v paramagnetickém vzorku a v jeho okolí. H_0 značí velikost magnetické intenzity a B_0 určuje velikost magnetické indukce statického magnetického pole.

Jak můžeme vidět, samotný vzorek ovlivňuje nejen magnetické pole uvnitř vzorku, ale také ve svém okolí. Magnetickou indukci uvnitř vzorku můžeme vypočítat dle následujícího vztahu

$$B_s = B_0 (1 + \chi_s). \quad (4.31)$$

Předpokládáme, že magnetický tok Φ procházející plochou S_z je konstantní:

$$\Phi = \iint_{S_z} B \cdot dS = \text{konst.} \quad (4.32)$$

Magnetická indukce v okolí vzorku je dána superpozicí homogenního statického magnetického pole B_0 a reakčního pole ΔB , které je dáno použitým materiálem.

Pokud nemůžeme určit střední hodnotu magnetické indukce B_s přímo uvnitř vzorku (např. u MR nekompatibilních materiálů), nelze vztah (4.31) použít pro výpočet magnetické susceptibility vzorku. Proto je nutné použít nepřímou metodu měření. Pro 1D řez středem osy x byl v literatuře [13] odvozen vztah

$$\int_{-\varepsilon_v}^{\varepsilon_v} \Delta B(x) dx \cong 0, \quad (4.33)$$

což znamená, že suma ploch ohraničených křivkou na obr. 4.14 je s ohledem na základní hodnotu magnetické indukce B_0 nulová pro dostatečnou vzdálenost ε_v od vzorku. Je vhodné zdůraznit, že vztah (4.33) platí pro vzorek ve tvaru desky dostatečně velkých rozměrů a tloušťky d . Průběh změny reakčního pole $\Delta B(x)$ lze určit pomocí vhodné MRI techniky a referenční látky vytvářející MR signál v okolí měřeného vzorku. Velikost

diferenciální magnetické susceptibility χ_Δ lze vypočítat podle vztahu, který je uveden v literatuře [13] a [41],

$$\chi_\Delta \cong -\frac{\int_{-d/2}^{-\varepsilon} \Delta B_z dx + \int_{d/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx}{d \cdot B_0}. \quad (4.34)$$

Vztah (4.34) předpokládá, že integrál reakčního pole v okolí vzorku je roven integrálu reakčního pole uvnitř vzorku

$$\int_{-\varepsilon}^{-d/2} \Delta B_z dx + \int_{d/2}^{\varepsilon} \Delta B_z dx = \int_{-d/2}^{d/2} \Delta B_s dx. \quad (4.35)$$

Uvedený vztah (4.34) platí pro deskový vzorek délky l_s malé tloušťky d ($l_s \gg d$), symetrické uspořádání experimentu a měření rozložení magnetické indukce $\Delta B_z(x)$ v rovině $z = 0$.

Za podmínky (4.35) a s využitím vztahů, (4.33) a (4.34) lze pro výpočet magnetické susceptibility odvodit vztah

$$\chi_\Delta = \frac{\int_{-\varepsilon}^{\varepsilon} |\Delta B_z| dx}{2 \cdot d \cdot B_0}. \quad (4.36)$$

Vztahy (4.34) a (4.36) platí pro 1D symetrické měření a MR kompatibilní materiál. Platnost vztahu (4.35) byla testována simulačním výpočtem známé konfigurace a experimentálně ověřena měřením. Pro 2D uspořádání měření se musí integrovat reakční magnetické pole v ose symetrie vzorku ($z = 0$) přes celou rovinu xy , poté je magnetická susceptibilita pro MR kompatibilní materiál dána rovnicí

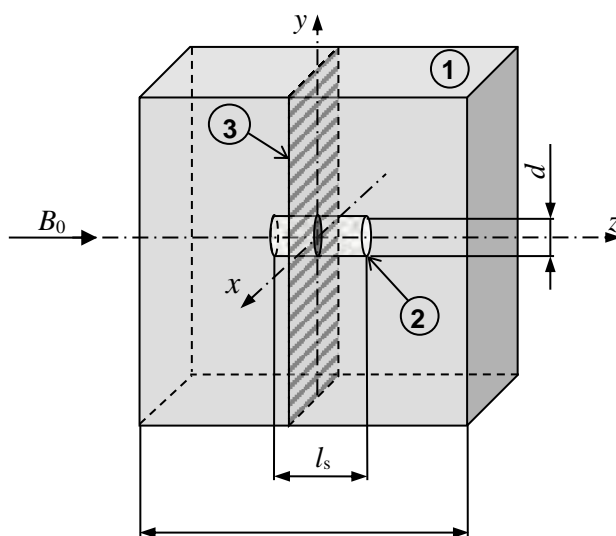
$$\chi_\Delta = \pm \frac{\int |\Delta B_z(x, y)| dx dy}{2 \cdot S_z \cdot B_0}, \quad (4.37)$$

kde pro paramagnetickou látku použijeme před zlomkem znaménko plus a pro diamagnetickou látku znaménko mínus. Typ materiálu snadno zjistíme z grafického průběhu reakčního pole. Magnetickou susceptibilitu pro MR nekompatibilní materiál určíme ze vztahu

$$\chi_\Delta = \frac{\int \Delta B_z(x, y) dx dy}{S_z \cdot B_0}, \quad (4.38)$$

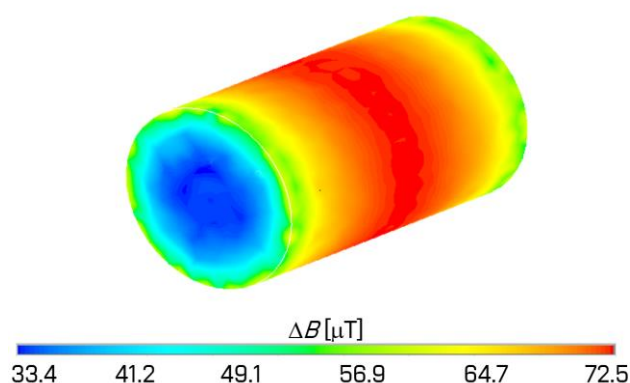
kde S je plocha uvažovaného okolí měřeného vzorku i se vzorkem, S^* je plocha uvažovaného okolí vzorku bez vzorku a S_z je plocha průřezu vzorku. V případě MR nekompatibilního měřeného materiálu je třeba v obraze vynulovat oblast v místě vzorku a tím odstranit šum, který může vytvořit velkou chybu měření. Plochu S_z je možné stanovit přímo z MR obrazu, nebo pro MR nekompatibilní a vodivý materiál pomocí 2D skeneru.

Pro ověření výpočtu susceptibility podle vztahů (4.37) a (4.38) byly provedeny simulace měřeného uspořádání s diamagnetickým a paramagnetickým vzorkem (podrobněji je numerické modelování popsáno v literatuře [46] a [47]). V programu ANSYS Maxwell byl vytvořen model válečku z hliníku (paramagnetická látka) o průměru 3 mm a délky 10 mm a pro druhou simulaci váleček z mědi (diamagnetická látka) stejných rozměrů jako u hliníku. Na obr. 4.15 je nakresleno geometrické uspořádání modelované soustavy. Okolí kovového vzorku tvoří krychle o velikosti 40 x 40 x 40 mm. Tato krychle je vyplněná deionizovanou vodou (část 1 na obr. 4.15) o susceptibilitě $\chi_w = -9,0 \cdot 10^{-6}$. Vzorky jsou umístěny uprostřed krychle paralelně s polem B_0 . Pro hliníkový váleček (část 2 na obr. 4.15) byla zvolena teoretická hodnota magnetické susceptibility $\chi_{Al} = 22 \cdot 10^{-6}$ a pro měděný váleček hodnota $\chi_{Cu} = -9,6 \cdot 10^{-6}$.



Obr. 4.15: Konfigurace modelované soustavy - okolí se vzorkem.

Modelovaný vzorek je umístěn v homogenním magnetickém poli o velikosti indukce $B_0 = 4,7$ T. Na obr. 4.16 je zobrazeno rozložení magnetické indukce na povrchu hliníkového válečku.



Obr. 4.16: Rozložení reakčního pole ΔB na povrchu hliníkového válečku.

Za pomoci vztahu (4.37) byl vypočten integrál změny magnetické indukce reakčního pole $\Delta B_z(x,y)$ v rovině xy , $z = 0$. Z tohoto integrálu je dále vypočtena tzv. diferenciální hodnota magnetické susceptibility χ_Δ . Z diferenciální hodnoty magnetické susceptibility lze podle vztahu (4.39) vypočítat susceptibilitu modelovaného vzorku χ_s .

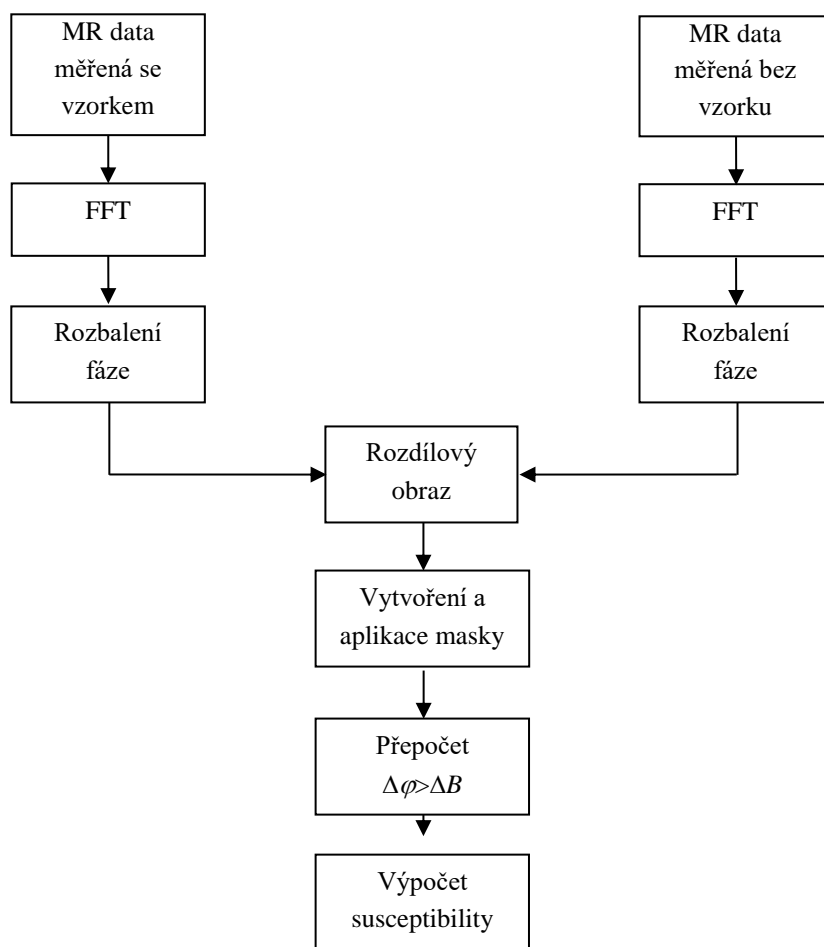
$$\chi_\Delta = \frac{\chi_s - \chi_v}{\chi_s + \chi_v + 2}, \quad (4.39)$$

kde χ_v definuje susceptibilitu vody v okolí válečku.

Po korekci diferenciální magnetické susceptibility dostaneme výsledné hodnoty pro hliníkový váleček $\chi_{Al} = 2,19 \cdot 10^{-5}$ a pro měděný váleček $\chi_{Cu} = -9,46 \cdot 10^{-6}$. Rozdíl mezi skutečnou a vypočtenou hodnotou susceptibility je menší než 2 % a je dán chybou numerického modelování. Tímto se potvrzuje funkčnost navržené metody.

4.4 Praktické měření a výpočet susceptibility MR nekompatibilních látek

Nyní si ukážeme postup pro měření magnetické susceptibility vzorků ve tvaru tyče libovolného průřezu z magneticky nekompatibilního materiálu, a tedy nevytvářejícího MR signál (makroskopicky se chovají jako neferomagnetické materiály), viz obr. 4.17.



Obr. 4.17: Algoritmus pro zpracování fázových obrazů obdržných metodou SE nebo GE.

4.4.1 Měření dat pomocí MR tomografu

Jak ukazuje obr. 4.17, prvním krokem k získání hodnoty magnetické susceptibility je měření dat pomocí tomografu. Tato technika je označována jako MRI (Magnetic Resonance Imaging, tedy zobrazování pomocí magnetické rezonance). Pro měření se nejčastěji používá metoda nesymetrického spinového echa (kapitola 4.2.1) nebo gradientního echa (kapitola 4.2.2).

Pro experimentální ověření metody bylo použito několik diamagnetických a paramagnetických vzorků. Tyto vzorky byly měřeny v tomografu s hodnotou indukce statického magnetického pole 4,7 T (${}^1\text{H} \approx 200$ MHz). Měřené vzorky z různých materiálů ve tvaru válečků o průměru 3 mm a délky 10 mm (číslo 2 na obr. 4.15) byly vloženy do skleněné nádoby ve tvaru krychle o rozměrech 40 x 40 x 40 mm (číslo 1 na obr. 4.15) naplněné roztokem deionizované vody s 1 mol NiSO_4 a NaCl pro zkrácení relaxačních časů na $T_1 = T_2 = 130$ ms. Magnetická susceptibilita tohoto roztoku byla $\chi_w = -13,0 \cdot 10^{-6}$.

Pro měření byla použita metoda založená na metodě gradientního echa (kapitola 4.2.2), která je velmi citlivá na nehomogenity statického magnetického pole, což je

užitečné právě pro vyhodnocování magnetické susceptibility. Byly použity následující parametry definující časové relace v metodě gradientního echa: echo čas $T_E = 17$ ms, doba opakování $T_R = 5$ s.

MR obrazy získané pomocí GE techniky jsou fázově modulované změnou magnetické indukce a za předpokladu správného uspořádání experimentu můžeme obdržet obraz rozložení magnetického pole v okolí měřeného vzorku. Z takto změřeného magnetického pole vypočteme reakční pole ΔB , dle následujícího vztahu

$$\Delta B = B - B_0, \quad (4.40)$$

který je způsoben vlastnostmi materiálu. Příčná velikost vektoru magnetizace M_{xy} je pro GE metodu popsána rovnicí

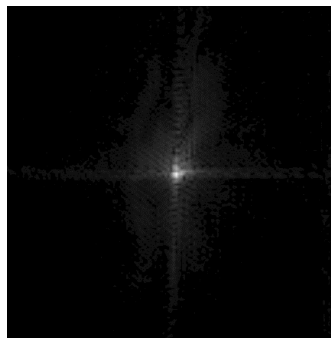
$$M_{xy}(T_E) = M_0(T_E) e^{-\frac{T_E}{T_2^*}} e^{-j\gamma\Delta B T_E}, \quad (4.41)$$

kde M_0 je transverzální magnetizace bezprostředně po excitaci jader a v čase exponenciálně klesá e^{-T_E/T_2^*} . Relaxační čas T_2^* je efektivní relaxační čas. Výraz $e^{-j\gamma\Delta B T_E}$ popisuje fázově modulovanou magnetizaci indukovanou reakčním polem ΔB . Je evidentní, že z fáze naměřeného komplexního obrazu můžeme vypočítat prostorové rozložení reakčního pole dle následujícího vztahu

$$\Delta B = \frac{\Delta\varphi}{\gamma \cdot T_E}, \quad (4.42)$$

kde γ je gyromagnetická konstanta závislá na měřených jádrech, $\Delta\varphi$ představuje měřený fázový obraz a čas T_E je čas gradientního echa. V rovnici (4.32) můžeme vidět dva protikladné požadavky na echo čas: s delším časem echa T_E je měření mnohem citlivější na reakční pole, ale díky efektivnímu relaxačnímu času T_2^* je nižší poměr signál/šum.

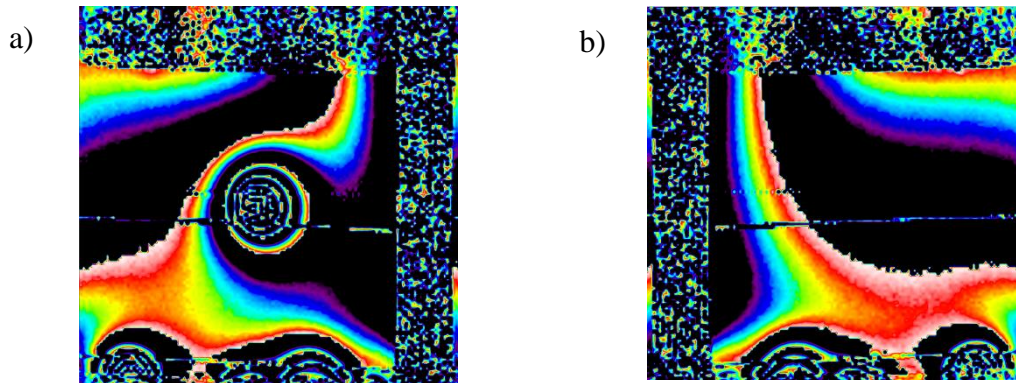
Z 2D dat měřených v řezu vedeným středem vzorku (bod 3 na obr. 4.15) pomocí tomografického systému byla získána matice o velikosti 128×128 komplexních bodů, viz obr. 4.18. Pro odstranění vlivu nehomogenit pozadí magnetického pole jsme použili dvě měření – měření magnetického pole se vzorkem a měření magnetického pole bez vzorku.



Obr. 4.18: Obraz získaný z tomografu.

4.4.2 Zpracování dat získaných z tomografu

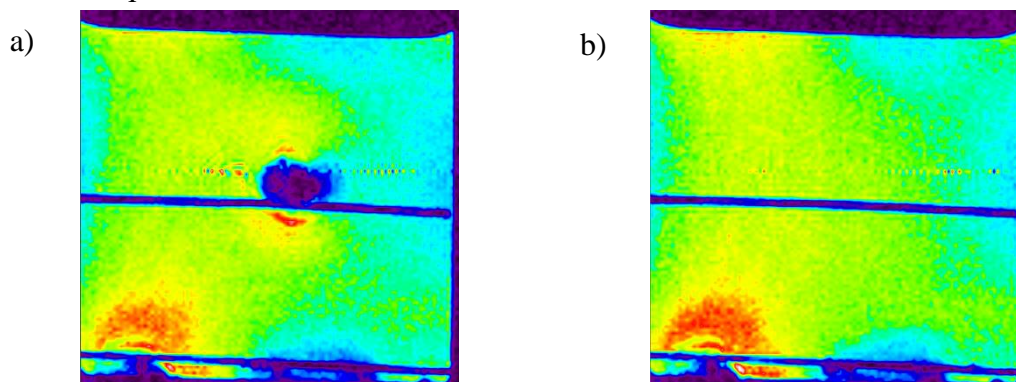
Získané obrazy v kmitočtové oblasti – tzv. k -prostoru, byly dále zpracovány v programu Marevisi. Zde byly obrazy transformovány pomocí FFT (Fast Fourier Transform), viz obr. 4.19. Jde o efektivní algoritmus pro výpočet diskrétní Fourierovy transformace (DFT) a její inverze. DFT je transformace, která převádí diskrétní signál v časové oblasti do kmitočtové oblasti.



Obr. 4.19: Obrazy získané pomocí FFT: a) fázový obraz se vzorkem, b) fázový obraz pozadí.

4.4.3 Rozbalení fáze

Další kroky zpracování byly provedeny v programu Matlab. Na 2D komplexní matici dat byl aplikován „unwrapping“ (rozbalení fáze), protože fázové obrazy byly periodicky zabalený v rozsahu hodnot $-\pi$ a π . V programu Matlab existuje přímo funkce *unwrap*, která rozbalí každý kanál své vstupní matice nebo vektoru přidáním $2\pi k$ ke každému po sobě následujícímu elementu a aktualizuje hodnotu k při každé hodnotě fázového skoku. Fázový skok nastane, když rozdíl mezi dvěma porovnávanými hodnotami fáze překročí hodnotu parametru tolerance. Rozbalené fázové obrazy se vzorkem a pozadí můžeme vidět na obr. 4.20.

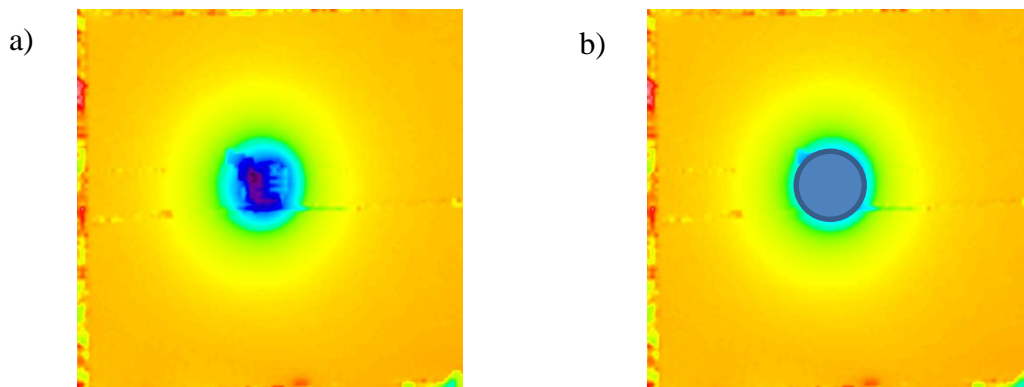


Obr. 4.20: Obrazy po rozbalení fáze: a) obraz se vzorkem, b) fázový obraz pozadí.

4.4.4 Závěrečné zpracování obrazů pro výpočet magnetické susceptibility

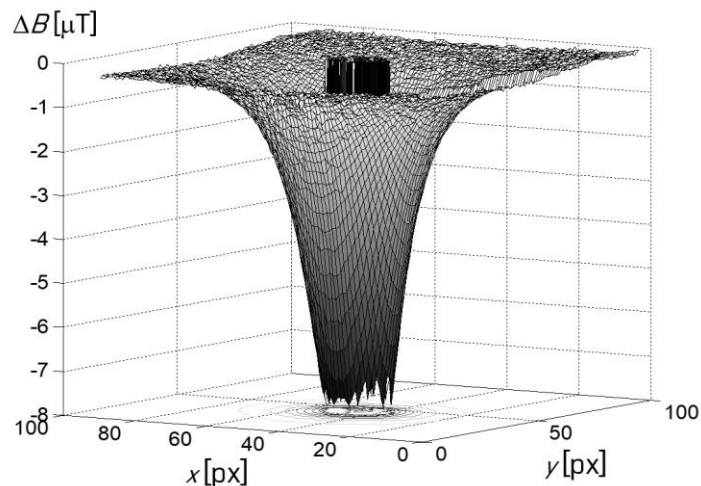
Rozdílem obou měřených obrazů (obraz měřený se vzorkem a bez vzorku) získáme diferenciální fázový obraz, viz obr. 4.21. V místě vzorku však nejsou relevantní data. Jedná se o šum, protože v tomografu MR měříme protony (atomy vodíku) a ty v kovovém vzorku obsaženy nejsou. Získáme pouze věrohodné údaje z okolí vzorku, který je ponořen do vody se známou hodnotou magnetické susceptibility.

Proto ze znalosti metrické velikosti pixelu (zjistíme z rozlišení a metrické velikosti FOV - oblast zájmu) a rozměrů vzorku, můžeme v oblasti tohoto vzorku vytvořit masku s nulovými hodnotami signálu. To je také znázorněno v prostoru na obr. 4.22.



Obr. 4.21: Diferenční obraz: a) bez masky, b) s maskou v oblasti vzorku.

Pro získání reakčního pole ΔB v obraze s maskou musíme na obraz vážený fázovými hodnotami aplikovat vztah (4.42).



Obr. 4.22: Rozložení reakčního magnetického pole ΔB v řezu rovinou xy uprostřed měřeného hliníkového válečku.

Posledním krokem je výpočet magnetické susceptibility. Úpravou vzorce (4.39) pro diskrétní zpracování měřených dat získáme rovnici (4.43). Z ní vypočítáme

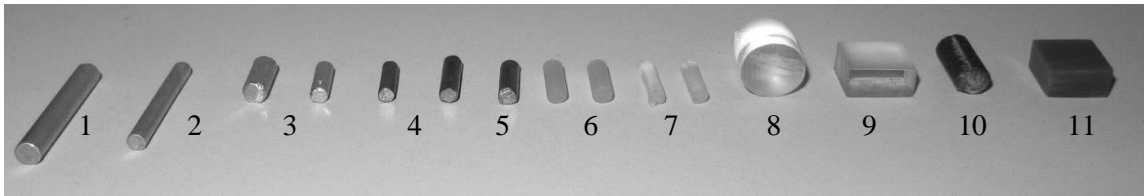
diferenciální magnetickou susceptibilitu. Pro získání magnetické susceptibility vzorku χ_s dosadíme hodnotu χ_Δ do rovnice (4.39).

$$\chi_\Delta = \frac{1}{M \cdot N} \sum_{x=1}^M \sum_{y=1}^N \Delta B_{xy} = \frac{1}{|S_z|} \sum_{S_z} \Delta B, \quad (4.43)$$

kde S_z je plocha měřeného vzorku ve 2D obraze.

4.4.5 Výsledky měření magnetické susceptibility

Navrženou metodou byly změřeny hodnoty magnetické susceptibility různých konstrukčních materiálů v magnetickém poli o indukci $B_0 = 4,7$ T. Vzorky byly válcového tvaru o průměru d a délky l_s nebo obdélníkového tvaru o průřezu $d \times h$ a délky l_s . Pro ověření vlivu vnějšího tvaru průřezu zkoumaného vzorku byly měřeny dva válcové vzorky umístěné paralelně těsně vedle sebe s osami ve směru vektoru magnetické indukce B_0 (silon) nebo vzorek stejného materiálu (Cu, plexisklo) s průřezem válcovým a obdélníkovým. Přehled měřených vzorků ukazuje obr. 4.23. Výsledné hodnoty měření magnetické susceptibility jsou souhrnně uvedeny v tab. 4.2. Hodnoty susceptibility pro obdélníkový a válcový průřez se liší o 0,9 % pro Cu, 0,3 % pro plexisklo a pro jeden samostatný a dva najednou měřené válcové vzorky se hodnoty susceptibility liší o 2,3 %.



Obr. 4.23: Reálné vzorky, u kterých byla měřena magnetická susceptibilita. Zleva: 1-3 – hliník, 4 – měď, 5 – mosaz, 6 – silon, 7 – silikon, 8-9 – plexisklo, 10 – sklotextit, 11 – novodur.

Tab. 4.2: Výsledky měření magnetické susceptibility vybraných vzorků.

Materiál	Tvar	Rozměry [mm]	χ [$\times 10^{-6}$]
Hliník	Válcová tyč	$d = 4,00; l_s = 10,00$	22,71
Měď	Válcová tyč	$d = 2,70; l_s = 10,05$	-9,72
Měď	Kvádr	1,90 x 7,00 x 13,00	-9,63
Mosaz	Dvě válcové tyče	$d = 3,00; l_s = 11,90$ $d = 3,00; l_s = 11,00$	-5,75
Novodur	Kvádr	5,00 x 9,35 x 10,65	-9,23
Plexisklo	Kvádr	5,10 x 9,90 x 10,40	-12,11
Plexisklo	Válcová tyč	$d = 9,90; l_s = 10,40$	-12,15
Silon	Válcová tyč	$d = 3,00; l_s = 10,20$	-8,13
Silon	Dvě válcové tyče	$d = 3,15; l_s = 10,25$ $d = 3,15; l_s = 10,20$	-8,32
Silikon	Dvě válcové tyče	$d = 2,50; l_s = 11,00$ $d = 2,50; l_s = 11,00$	-7,45
Sklotextit	Válcová tyč	$d = 5,20; l_s = 13,00$	-1,98

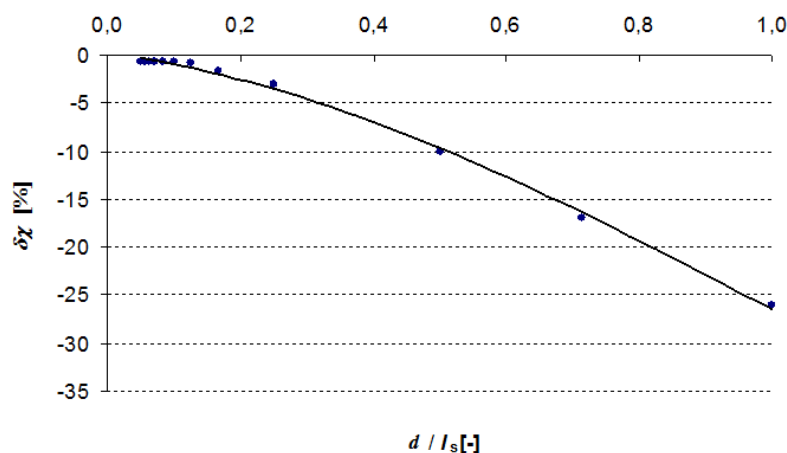
4.4.6 Přesnost měření susceptibility pomocí navržené metody

Měřené hodnoty magnetické susceptibility byly porovnány s teoretickými tabulkovými hodnotami, jak ukazuje tab. 4.3. Odtud je patrné, že větší relativní odchylka byla u vzorku hliníkové tyče, a to 3,2 %.

Tab. 4.3: Výsledky měření magnetické susceptibility vybraných vzorků.

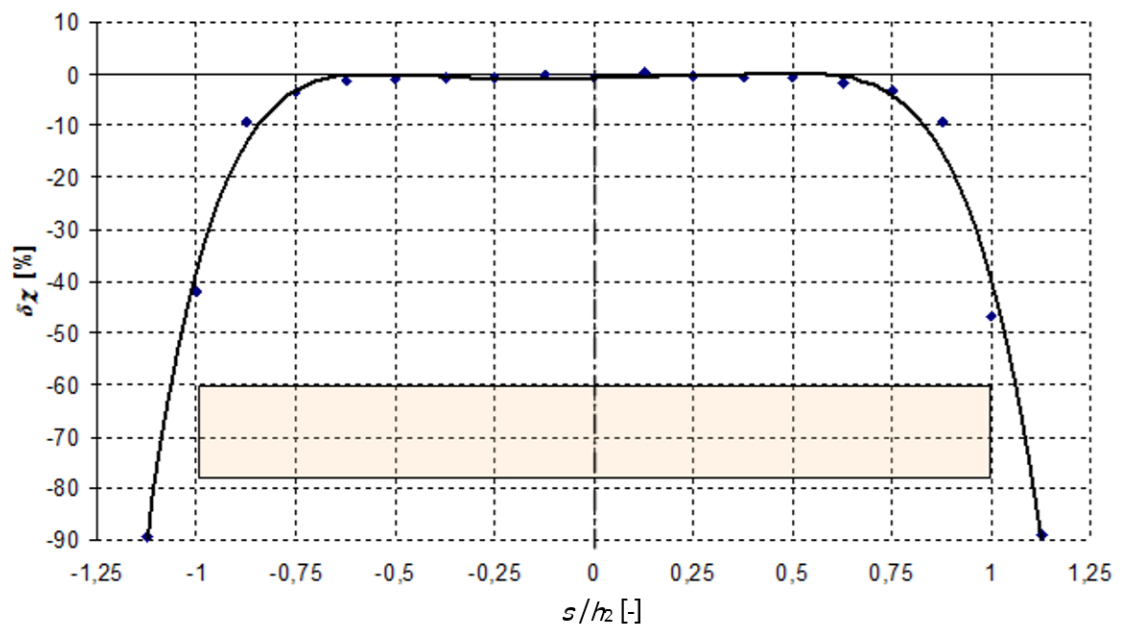
Materiál	Čistota [%]	Geometrie	Rozměry [mm]	χ_t [ppm]	χ_m [ppm]	$\delta\chi_m$ [%]
Hliník	99.50	Válcová tyč	$d=4.00$; $l_s=10.00$	22.00	22.71	3,2
Měď	99.91	Válcová tyč	$d=2.70$; $l_s=10.05$	-9.60	-9.72	-1,3

Relativní chyby měření susceptibility závisí také na rozměrech použitého válečku či kvádrů. Na obr. 4.24 je vykreslena charakteristika vytvořená z výsledků modelování v programu ANSYS Maxwell. Z průběhu křivky vyplývá závislost relativní chyby měření susceptibility $\delta\chi$ na poměru průměru měřené válcové tyče d a délky l_s .



Obr. 4.24: Závislost relativní chyby měření susceptibility na poměru rozměrů měřeného vzorku.

Další omezení, které tato metoda přináší je místo řezu, ve kterém bude proveden snímek, ze kterého bude počítána susceptibilita vzorku. Důvodem jsou artefakty, které vznikají na hranách měřeného vzorku. Na obr. 4.25 představuje světle oranžový obdélník měřený vzorek tvaru válce či kvádrů. Pokud požadujeme relativní chybu magnetické susceptibility menší než 5 %, tak z grafu plyne, že smí být vybrán pouze ten řez, který splňuje v ose z podmínku: $-0,75 < s/h_2 < 0,75$. Kde s označuje vzdálenost řezu od středu válečku a h_2 představuje poloviční délku válečku.



Obr. 4.25: Závislost relativní chyby měření susceptibilitě na místě řezu, ve kterém je proveden snímek.

5 SUSCEPTIBILNÍ ARTEFAKTY V MRI

5.1 Obecný popis artefaktů v MR obrazech

Na rozhraní dvou látek o různé velikosti magnetické susceptibility (tkáň/vzduch) může docházet k vytvoření lokálních deformací magnetického pole, které mohou vážně narušovat zobrazení měřených vzorků např. při lékařské diagnostice. Popsaný problém nastává zejména při echo-planárních zobrazeních (EPI). Vzniklé nehomogenity magnetického pole můžeme částečně kompenzovat použitím logaritmu poměru obrazu měřeného bez difuzního gradientu a s difuzním gradientem.

Nehomogenity statického magnetického pole B_0 v pracovním prostoru supravodivého magnetu jsou při zobrazování různých oblastí lidského těla v řádu několika jednotek až desítek ppm. Takto malé nehomogenity často značně narušují obrazová data a ztěžují účinnou korekci nehomogenit magnetického pole při chemických posuvech. Proto jsou chemický posuv a vliv magnetické susceptibility důležitým zdrojem artefaktů v RF polích při MR zobrazování.

Znalost magnetické susceptibility tkání či různých implantátů nám může pomoci minimalizovat vliv magnetické susceptibility v MRI obrazech modifikací pulzních sekvencí. Můžeme tím omezit vznik artefaktů a následně dalším zpracováním obrazů je dále korigovat. Susceptibilní artefakty se projeví ztrátou signálu a vzniknou artefakty v okolí rozhraní různých tkání, například při funkčním zobrazování mozku metodou PFGFE, které je založeno na efektu závislosti susceptibility oksyložené krve (BOLD) [50], [51]. Studium MR metody měření magnetické susceptibility magneticky kompatibilních materiálů se zabývá Lin [52], který využívá pro výpočet susceptibility vymezenou oblast uvnitř vzorku. Je tedy kladen požadavek na získání signálu uvnitř vzorku.

Artefakt v MRI obraze znamená určitý druh změny či chyby způsobené mnoha příčinami. Mezi potenciálními zdroji artefaktů můžeme zařadit přístrojové vlastnosti použitého tomografického systému, vlastnosti a chování měřených tkání, nevhodnou volbu parametrů měření nebo pulzních sekvencí a použití nevhodných algoritmů pro zpracování dat.

V případě MRI obrazů můžeme nalézt mnoho artefaktů, které znesnadňují diagnostiku tkání lékařům. Některé z artefaktů mají vliv pouze na vizuální kvalitu obrazu, zatímco jiné mohou způsobit v obraze takové změny, kvůli kterým může být zaměněna diagnóza zdravé tkáně za patologickou [1]. Například změny v magnetizaci nebo magnetické susceptibilitě některých materiálů vedou ke vzniku artefaktů, které se projevují posunem, rozmazáváním a výpadkem signálu. Rozdíly vyvolané oksyločováním hemoglobinu jsou založeny na hladině kyslíku v krvi při použití takzvaného magneticko-rezonančního zobrazování [53], [54]. Setkáme se i s artefakty, které nemají na

diagnostiku patologické tkáně vliv. Jejich příkladem jsou techniky fázového kontrastu. Dodatečné podmínky pro generování fáze signálu v závislosti na toku krve mohou způsobit obrazové artefakty, ale také poskytují možnosti pro měření rychlosti toku.

Existuje celá řada artefaktů vznikajících v MRI obrazech. Při měření difuzně vážených obrazů je důležité získat v obrazech co nejlepší odstup signálu od šumu, tedy co největší hodnotu SNR. Toho můžeme docílit tak, že budeme měřit silnější vrstvu vzorku. V anizotropním prostředí nám ale může vzniknout problém při zobrazování struktur s různými difuzními koeficienty. Proto je nutné volit kompromis. Správnost měření difuzních koeficientů značně ovlivňuje teplota, vířivé proudy, nehomogenita statického magnetického pole B_0 a nehomogenita magnetického pole vlivem různých velikostí susceptibility měřených vzorků. I přes veškerou snahu o měření bez chyb, artefakty v obrazech přesto vznikají.

Artefakty nejčastěji se vyskytující v MRI obrazech lze rozdělit do skupin podle jejich původu:

- vliv vířivých proudů,
- vliv nehomogenity statického magnetického pole (B_0) a susceptibility měřené tkáně,
- účinky šumu,
- pohybové artefakty,
- vliv velikosti b -faktoru,
- vliv teploty,
- hardwarová omezení.

Doposud bylo popsáno mnoho artefaktů. V roce 2006 Denis Le Bihan a kol. vydali přehledový článek, který popisuje nejčastěji se vyskytující artefakty v MRI obrazech [55]. V roce 2009 vydal P. J. Basser a S. Pajevič článek, který je zaměřen na význam šumu pro vznik artefaktů v obrazech vážených difuzním tenzorem (DTI) obrazech [56]. Na článek Denise Le Bihana navazuje v roce 2012 Derek Johnes, který shrnul známé typy artefaktů a popsal možnosti jejich korekce [57].

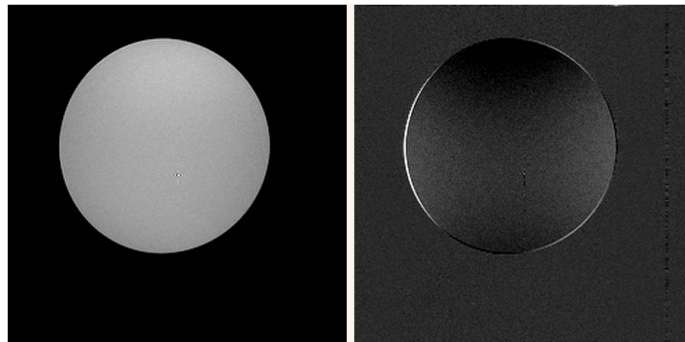
Eliminaci artefaktů lze rozdělit do dvou základních skupin. První způsob představuje pečlivý návrh měřicího protokolu (optimalizace pulzní sekvence, optimalizace parametrů skenování a také využití výkonného hardwaru), kterým lze částečně zabránit vzniku artefaktů. Některé artefakty ale přesto vznikají. Druhý způsob eliminace artefaktů je založen na použití algoritmů pro zpracování naměřených dat, tzv. „post-processingových korekčních metod“ [58]-[66].

5.2 Vliv nehomogenity magnetického pole B_0 a susceptibility měřené tkáně

Před každým měřením uvnitř pracovního prostoru MR tomografu je nezbytné minimalizovat nelinearity statického magnetického pole B_0 . I přesto může nehomogenita magnetického pole ovlivnit výsledný obraz. Velmi náchylné na artefakty vznikající vlivem nehomogenit magnetického pole B_0 jsou především metody EPI.

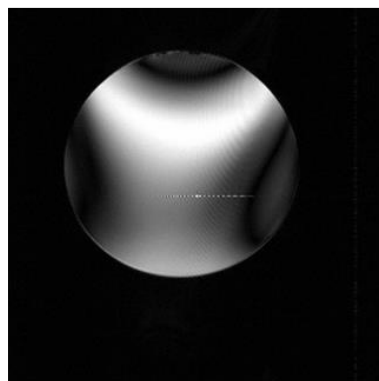
Vliv nehomogenity magnetického pole závisí na použité zobrazovací technice. Na obr. 5.1 vlevo je vidět příklad špatně vykompenzovaného statického magnetického pole B_0 při měření fantomu metodou PFGSE (Pulsed Field Gradient Spin Echo, více o metodě naleznete v literatuře [25]). Vpravo na obr. 5.1 je vidět rozdíl mezi obrazem s artefaktem a obrazem referenčním. Vznikla deformace obrazu o velikosti přibližně dva pixely.

Snímky na obr. 5.1 a obr. 5.2 byly pořízeny Beckman MRI systémem s rezonančním kmitočtem jader vodíku 170.029470 MHz [67]. Měřený fantom tvořila plastová lahvička o objemu 125 ml naplněná 5mM CuSO_4 rozpuštěným ve vodě. Relaxační časy měřeného vzorku byly $T_1 \sim 300$ ms a $T_2 \sim 270$ ms. Nastavené parametry měřicí sekvence: $T_R = 400$ ms, $T_E = 20$ ms.



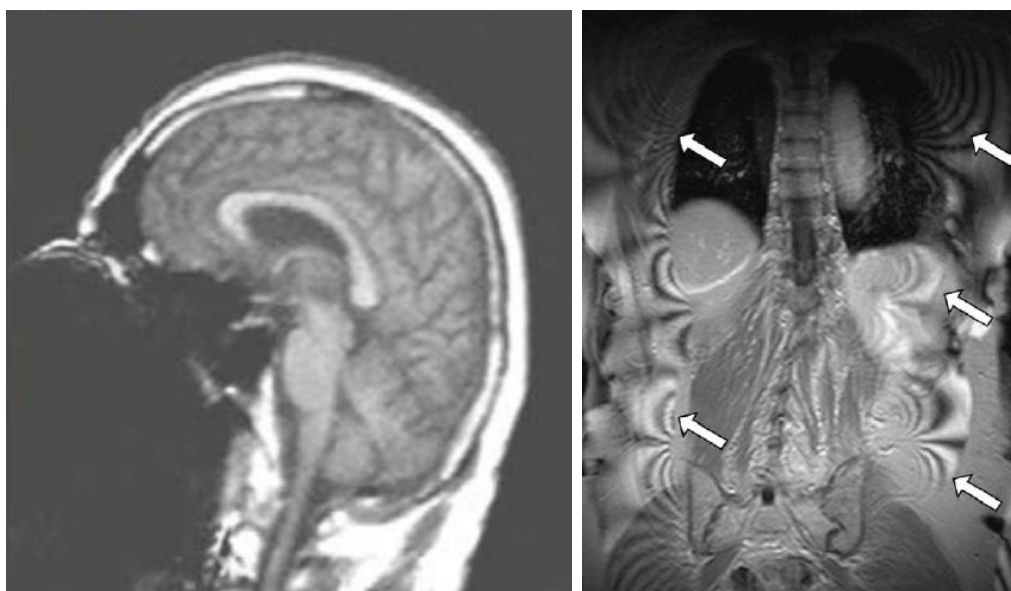
Obr. 5.1: Vlevo: měřený fantom užitím metody PFGSE s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity mag. pole B_0 . Vpravo: rozdíl mezi obrazem s artefaktem a referenčním obrazem [67].

Mnohem citlivější na nehomogenity magnetického pole je měření obrazů aplikací metody PFGFE (Pulsed Field Gradient Field Echo, více v literatuře [25], [26]). Touto metodou byl pořízen obr. 5.2 s použitím podobných parametrů měření jako u předchozího snímku na obr. 5.1. U metody PFGFE vyvolá nelinearita statického magnetického pole B_0 mnohem větší artefakty, než je to u metody PFGSE.



Obr. 5.2: Obraz fantomu s artefaktem způsobeným vlivem nehomogenity magnetického pole B_0 [67].

Artefakty vzniklé vlivem magnetické susceptibility se objevují jako výsledek mikroskopických přechodů nebo změn v magnetickém poli, které se vyskytuje v blízkosti rozhraní látek s různou hodnotou magnetické susceptibility. Velké susceptibilní artefakty, které obvykle vidíme kolem feromagnetických materiálů a uvnitř diamagnetických objektů (např. lidské tělo), způsobují rozfázování spinů a posun rezonančního kmitočtu v okolních tkáních. Důsledkem toho pozorujeme jasné a tmavé plochy s prostorovým narušením v okolí. Popsané artefakty jsou nejpatrnější při použití dlouhých echo časů T_E a při použití sekvence gradientního echa PFGFE. Na obr. 5.3 jsou ukázány příklady susceptibilních artefaktů; vlevo vidíme ztrátu signálu vlivem velké susceptibility kovového materiálu v čelisti, vpravo pak několik susceptibilních artefaktů, které vznikají na rozhraních tkání s různými hodnotami magnetické susceptibility.



Obr. 5.3: Obrazy narušené susceptibilními artefakty. Vlevo: artefakt, který se projevil ztrátou signálu vlivem susceptibilního artefaktu kovových zubních náhrad [68]. Vpravo: artefakty vzniklé na přechodech tkání při nevhodně zvolených parametrech měřicí sekvence [69].

Velké nespojitosti v objemu s odlišnou magnetickou susceptibilitou vyskytující se v tkáních (rozhraní tkáň/vzduchové prostředí), vytvářejí lokální změny magnetického pole, které mohou značně zhoršit a deformovat difuzně vážené obrazy. Kromě zkreslení obrazu, také změna susceptibilitu tkání např. uvnitř mozku, nepříznivě ovlivňuje difuzně vážené obrazy, protože další lokální gradienty se chovají jako difuzní gradienty způsobující vychýlení směrů b -faktorů. Uvedený susceptibilní artefakt je částečně kompenzován použitím logaritmu poměru difuzně vážené intenzity obrazu s nedifuzně váženou intenzitou.

Susceptibilní artefakty činí problém hlavně při zobrazování mozkové tkáně a sousedních oblastí v okolí různých dutin. Artefakty jsou výraznější u měřicích systémů pracujících s vyšší indukcí statického magnetického pole B_0 , kde se využívá všech korekčních strategií používaných v systémech s menšími poli B_0 . Snížit dopady susceptibilních artefaktů je možné využitím zobrazovacích metod, účinně zvyšujících šířku pásma ve fázově kódovacím směru v porovnání se standardními PFGSE EPI akvizicemi.

Využití zobrazovacích metod, které účinně zvyšují šířku pásma ve fázově kódovacím směru v porovnání se standardními PFGSE EPI akvizicemi, může pomoci snížit dopady susceptibilitu gradientů [70], [71]. Zde je možné připomenout jednu techniku kombinující speciální akvizici a „post-processingové“ zpracování ve srovnání s konvenční EPI akvizicí. Jedná se o tzv. metodu „s reverzním gradientem“. Ve zvoleném objemu (FOV) jsou provedeny dvě akvizice EPI. První, ve které se k -prostor rastruje směrem zdola nahoru a druhá, ve které se k -prostor rastruje směrem shora dolů. Výsledkem je dvojice obrazů, v nichž jsou deformace v obráceném směru. Specifickým zpracováním těchto obrazů se zkreslení účinně potlačí a pomocí techniky EPI se získají nezkrácené difuzně vážené obrazy [72] - [74].

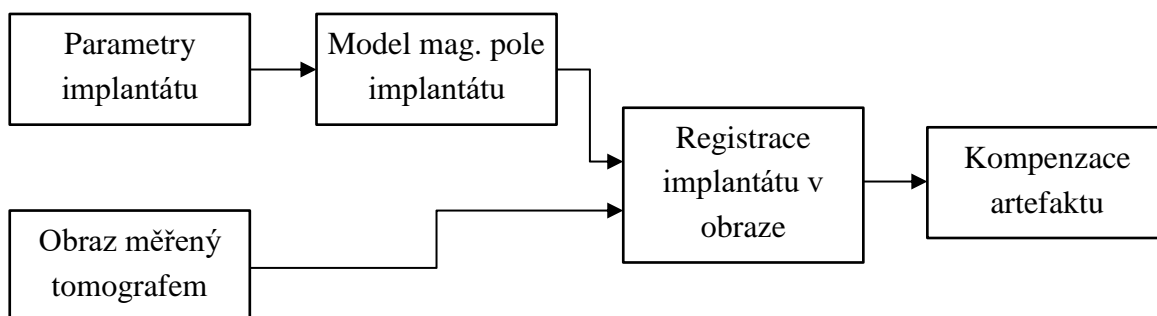
Obecné možnosti eliminace susceptibilních artefaktů:

- zkrácení času echa (T_E),
- použití rychlých sekvencí spinového echa,
- použití velké šířky pásma,
- zmenšení tloušťky vrstvy snímané při jednom snímku,
- použití tomografu s malým statickým magnetickým polem.

5.3 Kompenzace susceptibilních artefaktů

V předchozí kapitole jsme se dozvěděli, že na rozhraní látek s různou magnetickou susceptibilitou mohou vznikat artefakty, které mohou v oblasti biomedicíny lékařům ztěžovat vytvoření přesné diagnózy. Znalost magnetické susceptibilitu různých implantátů nám může pomoci částečně zmenšit artefakty v MRI obrazech. Tyto artefakty, jak ukazují např. obr. 5.3 vlevo, se projeví ztrátou signálu v okolí implantátu.

Blokový diagram na obr. 5.4 znázorňuje jednotlivé kroky vedoucí ke snížení artefaktů v medicínském obrazu zarušeném signálem vlivem implantátu. Prvním krokem v cestě za korekcí implantátu je zjištění geometrických a materiálových vlastností implantátu samotného a také prostředí, do kterého bude implantát vložen. Na základě těchto vlastností je možné vytvořit model magnetického pole v okolí implantátu, viz obr. 1.1. Snímek měřený v tomografu bude registrován se snímkem z vytvořeného modelu magnetického pole. Po procesu registrace dojde k odečtení magnetického pole způsobeného vloženým implantátem.



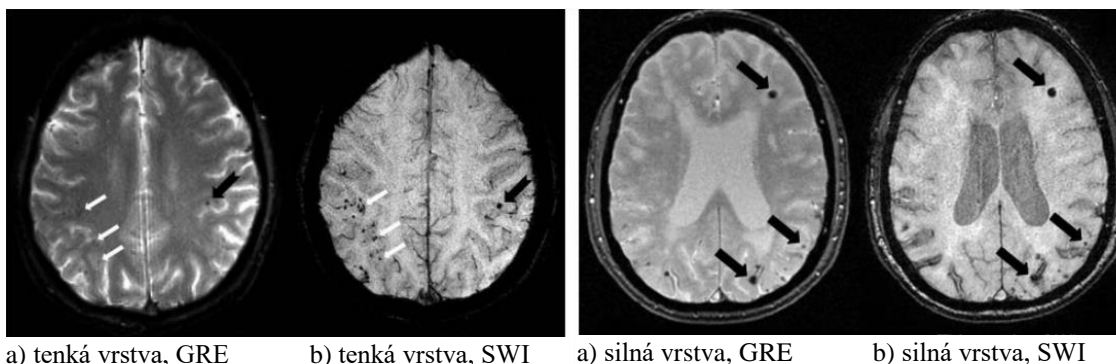
Obr. 5.4: Blokový diagram znázorňující korekci artefaktů v MRI obraze s implantátem.

6 VYUŽITÍ SUSCEPTIBILNÍCH OBRAZŮ

Z předchozích kapitol se může zdát, že různé velikosti magnetické susceptibility látek jsou v MRI zobrazování nežádoucí. Nemusí tomu tak být vždy. V kapitolách níže bude popsáno, jakým způsobem můžeme susceptibilitu využít k zobrazování, které bývá označováno jako SWI (Susceptibility Weighted Imaging).

6.1 SWI v medicíně

SWI zobrazování se v poslední době stalo populární v oblasti zobrazování pomocí tomografu nukleární magnetické rezonance. SWI je MRI metoda, která využívá ztráty signálu a informace o fázi za účelem získání důležitých anatomických a fyziologických informací o stavu cév a tkání. Dodnes byla tato metoda společně s jinými MRI metodami popsanými v literatuře [75] používána zejména pro zobrazování mozku, ale nyní se začíná rozšiřovat i pro zobrazení jiných částí lidského těla. V této oblasti je veden aktuální výzkum [48]. Například vznikem mozkových mikrobů (CMB) a SWI zobrazováním se zabývá ve svém článku Nandigam a kol. [76], kteří porovnávali konvenční zobrazení založené na gradientním echu (GRE) právě s SWI metodou. Zjistili, že SWI přináší lepší kontrast a citlivost pro zkoumání mozkových mikrobů. Příklad z jejich práce je uveden na obr. 6.1. Černé šipky v obraze ilustrují detekované mozkové mikroby CMB v obou použitých metodách zobrazování, zatímco bílé šipky ukazují léze, které byly identifikovány pouze metodou SWI. Pro zobrazení byla použita silná vrstva snímku (5 mm) a tenká vrstva snímku (1,3 mm). Měření probíhalo v tomografu s magnetickým polem o hodnotě 1,5 T.

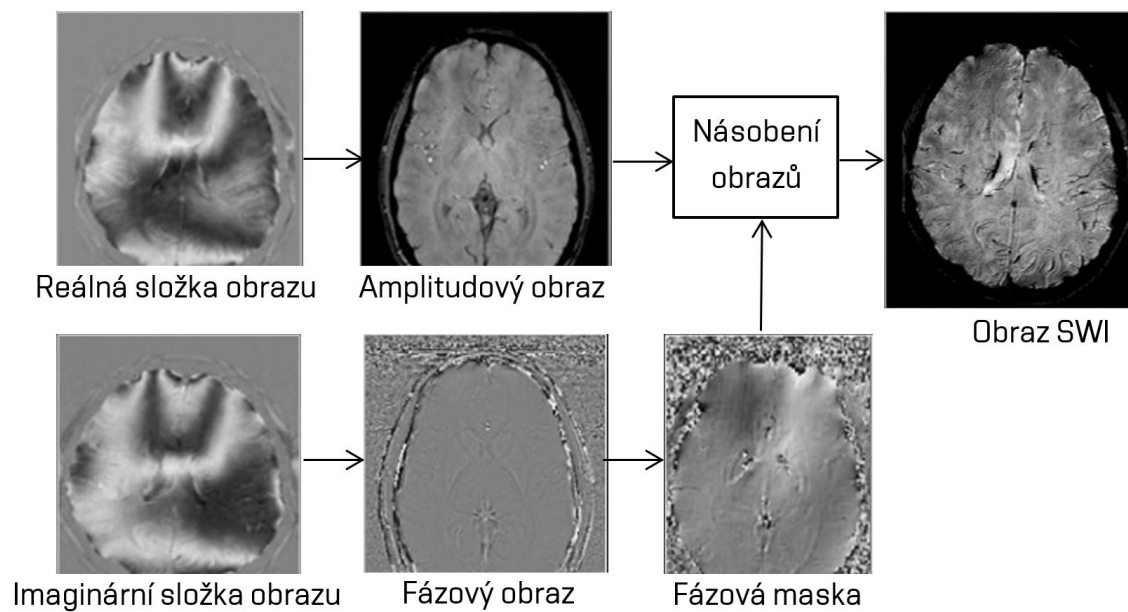


Obr. 6.1: MR obrazy získané metodou GRE a SWI: a,b) silná vrstva snímku, c,d) tenká vrstva snímku.

6.2 Postup vytvoření SWI

Postup vytvoření SWI snímku demonstruje obr. 6.2. Měřené obrazy jsou v prvním kroku filtrovány, aby se odstranily nežádoucí artefakty vzniklé na pozadí. Dále se filtrované obrazy použijí k vytvoření fázové masky. Abychom dostali SWI vážený obraz,

musíme vynásobit tuto fázovou masku amplitudovým obrazem, který se získá z reálné složky měřeného komplexního obrazu.



Obr. 6.2: Algoritmus postupu vytvoření SWI snímku.

ZÁVĚR

Magnetická susceptibilita na rozhraní různých materiálů způsobuje potíže při zobrazování pomocí tomografu magnetické rezonance a tím znesnadňuje diagnostiku lékařům. Pro použití implantátů v medicíně je důležité znát jejich susceptibilitu, a to ze dvou základních důvodů. Prvním z nich je to, že materiál pro implantáty by se měl z makroskopického hlediska chovat jako diamagnetikum či paramagnetikum (neferomagnetikum). Druhým důvodem je výhoda znalosti susceptibility materiálu implantátu a jeho geometrie. Můžeme pak vytvořit numerický model, který nám pomůže korigovat artefakty v měřených obrazech. Pro měření susceptibility lze použít různé metody. V této práci byly za tímto účelem popsány magnetické váhy (Gouyovy i Faradayovy), indukční metoda, SQUID magnetometr a také využití tomografu magnetické rezonance.

Poslední jmenovaný způsob může mít více přístupů, dle látky jakou chceme měřit. Podrobněji je v práci popsána navržená a experimentálně ověřená metoda měření magnetické susceptibility makroskopicky neferomagnetických materiálů. Tato metoda využívá k měření tomografu magnetické rezonance, tedy velké magnetické pole. Základem měření jsou sekvence založené na spinovém nebo gradientním echu. V okolí měřeného vzorku vznikne reakční pole, ze kterého je možné vypočítat hodnotu magnetické susceptibility vzorku. Získané výsledky této metody byly porovnány s tabulkovými hodnotami zkoumaných materiálů, přičemž se vycházelo nejen ze znalosti typu látky, ale také z čistoty látky.

Nejistoty měření nebyly v tomto případě měření sledovány. Přesnost statického magnetického pole uvnitř tomografu je řádově 10^{-7} T. Změna magnetického pole vyvolaná měřeným diamagnetickým či paramagnetickým materiálem byla vždy řádově v jednotkách, případně v desítkách ppm. U měřených vzorků byl proveden výpočet relativních chyb, které byly v rozmezí do 4 % (u měřeného vzorku válcové tyče z hliníku byla relativní chyba 3,2 % a u válcové tyče z mědi pak -1,3 %). Přičemž relativní chyba měření magnetické susceptibility závisí také na poměru průměru a délky měřeného vzorku. Obecně lze říci, že čím je délka vzorku v ose z větší než průměr, tím je relativní chyba měření menší.

V práci je přiblížena problematika artefaktů v medicínských obrazech. Podrobněji jsou popsány susceptibilní artefakty, které vznikají na rozhraní látek s rozdílnou hodnotou susceptibility. Rovněž je diskutována metoda kompenzace vybraných artefaktů. S touto metodou je třeba dále pracovat a experimentálně ji ověřovat, aby mohla být reálně nasazena v medicínském prostředí.

Na druhou stranu, různé hodnoty susceptibility látek či tkání nezpůsobují jen artefakty v medicínských obrazech. Naopak, díky citlivosti metod měření susceptibility

lze měřit tzv. susceptibilně vážené obrazy. Některé z SWI metod jsou v dnešní době známy, jiné se nově vytvářejí.

Přínos habilitační práce spočívá nejen v popisu metod měření susceptibility, ale také v začlenění nově vytvořených obrázků či textů z této práce do výuky, a to zejména v předmětech Elektrotechnika (HELE). Vybrané partie základů elektrotechniky v angličtině (BPZE) a také v Měření v elektrotechnice (BMVA/KMVA).

Literatura

- [1] HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. *Fyzika: vysokoškolská učebnice obecné fyziky*. Brno: VUTIUM. 2000. Překlady vysokoškolských učebnic. ISBN 80-214-1868-0.
- [2] DĚDKOVÁ, J. *Modelování elektromagnetických polí: přednášky*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. 2006. ISBN 978-80-214-4401-0.
- [3] STEINBAUER, M., *Měření magnetické susceptibility technikami tomografie magnetické rezonance*. Disertační práce. Brno: FEKT VUT v Brně. 2005.
- [4] SEDLÁK, B.; ŠTOLL, I. *Elektřina a magnetismus*. Vyd. 3., V nakl. Karolinum 2. Praha: Karolinum. 2012. ISBN 978-80-246-2198-2.
- [5] VLECK, J.H. *Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities*. Oxford University Press. Oxford 1932.
- [6] AHARONI, A. *Introduction to the theory of ferromagnetism*. 2nd ed. New York: Oxford University Press. 2000. International series of monographs on physics (Oxford, England). 109. ISBN 0198508093.
- [7] SELEZNĚV, J.A.; JAVORSKIJ, B.M. *Přehled elementární fyziky*. Praha: SNTL Praha, 1989. ISBN 80-03-00184-6.
- [8] BOZORTH, R.M. *Ferromagnetism*. New York, Toronto, vanNostrand Company. 1951.
- [9] PÍŠEK, F.; JENÍČEK, L.; RYŠ, P. *Nauka o materiálu*. 2. zcela přeprac. a rozšíř. vyd. Praha: Academia. 1968.
- [10] RAIDA, Z. a kol. *Analýza mikrovlných struktur v časové oblasti*. VUT v Brně, VUTIUM, 2004. ISBN 80-214-2541-5.
- [11] HAYNES, W.M.; LIDE, D.R.; BRUNO, T.J. *CRC handbook of chemistry and physics: a ready-reference book of chemical and physical data*. 95th ed. Boca Raton: CRC Press. 2014. ISBN-13 978-1482208672.
- [12] WEISS, P.; FOEX, G. *Magnetismus*. Sborník příruček pro učitelstvo a studentsvo, Olomouc. 1928.
- [13] STEINBAUER, M.; BARTUŠEK, K. Magnetic susceptibility measurement using magnetic resonance tomography. *Acta Technica ČSAV*. 2008. 53(1). s. 45-63. ISSN 0001-7043.
- [14] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; POKLUDOVÁ, M.; DOKOUPIL, Z. Magnetic susceptibility measurement using 2D magnetic resonance imaging. *Measurement Science and Technology*. 2011. (22). s. 1 - 8. ISSN 0957-0233.
- [15] KLAASSE, J.C.P. *The Faraday Balance* [online]. Van der Waals-Zeeman Institute. 1999 [cit. 2018-09-20]. Dostupné z: <https://iop.fnwi.uva.nl/cmp//klaasse/fdb.html>. Universiteit Van Amsterdam.
- [16] Magnetic Susceptibility Using a Gouy Balance. *Department of Physics, Indian Institute of Technology Madras, Chennai* [online]. [cit. 2019-02-23].

- Dostupné z: <http://www.physics.iitm.ac.in/~ph5060/manuals/Gouy.pdf>
- [17] THOMPSON, F. Paramagnetic and diamagnetic materials. *Physics Education*. 2011. 46(3). 328-331.
- [18] *Gouy's Method*. SVSLabs Inc. [online]. [cit. 2018-09-20].
Dostupné z: <http://svslabs.com/svslabs/pro1/211a.html>
- [19] Determining magnetic susceptibility with a Gouy balance. *Brown University, Physics Department* [online]. [cit. 2019-02-23]. Dostupné z:
<https://wiki.brown.edu/confluence/download/attachments/1162937/Gouy%20Balance.pdf?version=1&modificationDate=1438363335000&api=v2>
- [20] *Ex situ SQUID magnetometry* [online]. [cit. 2018-09-21].
Dostupné z: http://www.geocities.ws/pranab_muduli/squid.html
- [21] *Fyzikální princip měření magnetického pole & SQUID MPMS XL magnetometr* [online]. 2009 [cit. 2019-02-05]. Prezentace. Univerzita Palackého v Olomouci.
- [22] MARCOŇ, Petr. *Měření relaxací a difúzních konstant vybraných plynů pomocí techniky nukleární magnetické rezonance*. Brno. 2007. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně.
- [23] MAREŠ, M; ŠTĚPÁN, M. Srovnání metod pro odhad parametrů NMR signálu. *Elektrorevue* [online]. 22.11.2004. Dostupné z: elektrorevue.cz/clanky/04067/index.html
- [24] DRASTICH, A. *Tomografické zobrazovací systémy*: VUT Brno, 2004.
- [25] M. T. VLAARDINGERBROEK; J. A. DEN BOER. *Magnetic Resonance Imaging*. Springer-Verlag. Berlin. 1999. ISBN 3-540-64877-1.
- [26] BARTUŠEK, K. *Aplikace gradientů magnetického pole v NMR spektroskopii*. Kandidátská disertační práce. VUT FE Brno. 1983.
- [27] BARTUŠEK, K. *Generace a měření gradientních magnetických polí pro nukleární magnetickou rezonanci*. Doktorská disertace. ČVUT Praha. 1998.
- [28] BARTUŠEK, K.; PUCZOK V. An NMR MULTIFID Method for Measurement of Magnetic Field Gradient. *Meas.Sci.Technol.* 4. 357. 1993.
- [29] BARTUŠEK, K.; DOKOUPIL, Z.; GESCHEIDTOVA, E. Magnetic field mapping around metal implants using an asymmetric spin-echo MRI sequence. *Measurement Science and Technology*. 17(12). 3293. 2006.
- [30] BARTUŠEK, K.; GESCHEIDTOVA, E. Instantaneous Frequency of Spin Echo Method for Gradient Magnetic Fields Measurement in MR Systems. *Journal of Electrical Engineering*. ISSN 0013-578X. 53. 49. 2002.
- [31] WANG, Z.J.; LI, S.; HASELGROVE, J.C. Magnetic resonance imaging measurement of volume magnetic susceptibility using a boundary condition. *J. Mag. Res.* 1999. 140(2). s. 477-81.
- [32] TIAN, L.; SPINCEMAILLE, P.; ROCHEFORT, L.; KRESSSLER, B.; WANG, Y. Calculation of Susceptibility Through Multiple Orientation Sampling (COSMOS):

- a Method for Conditioning the Inverse Problem From Measured Magnetic Field Map to Susceptibility Source Image in MRI. *Magn. Reson. Med.* 2009. 61(1). s. 196-204.
- [33] CHU, Z.; COHEN, A.R.; MUTHUPILLAI, R.; CHUNG, T.; WANG, Z.J. MRI measurement of hepatic magnetic susceptibility-phantom validation and normal subject studies. *Magn. Reson. Med.* 2004. 52(6). s. 1318-1327.
- [34] CHUNG, H.W.; HWANG, S.N.; YEUNG, H.N.; WEHRLI, F.W. Mapping of the magnetic-field distribution in cancellous bone. *J. Mag. Res.* 1996. 113(2). s. 172-176.
- [35] FERNANDEZ-SEARA, M.A.; TECHAWIBOONWONG, A.; DETRE, J.A.; WEHRLI, F.W. MR susceptometry for measuring global brain oxygen extraction. *Magn. Reson. Med.* 2006. 55(5). s. 967-973.
- [36] BEUF, O.; BRIQUET, A.; LISSAC, M.; DAVIS, R. Magnetic rezonance imaging for the determination of magnetic susceptibility of materials. *J. Magn. Reson. Series B.* 1996. 112(2). s. 111-118.
- [37] LI, L. Magnetic susceptibility quantification for arbitrarily shaped objects in inhomogeneous fields. *Magnetic Rezonance in Medicine.* 2001. 46(5). s. 907-916.
- [38] LI, L.; LEIGH, J.S. Quantifying arbitrary magnetic susceptibility distributions with MR. *Magn. Reson. Med.* 2004. 51(5). s. 1077-1082.
- [39] MORGAN, J.; IRARRAZAVAL, P. Efficient solving for arbitrary susceptibility distributions using residual difference fields. *In: Proceedings of the 15th Annual Meeting of ISMRM.* 2007. Berlin. Germany.
- [40] SUMANAWEERA, T.S.; GLOVER, G.H.; BINFORD, T.O.; ADLER, J.R. MR Susceptibility Misregistration Correction. *IEEE Transactions on Medical Imaging.* 1993. 12(2). s. 251-259.
- [41] BARTUŠEK, K.; FIALA, P.; MIKULKA, J. Numerical Modeling of Magnetic Field Deformation as Related to Susceptibility Measured with an MR System. *Radioengineering.* 2008. 17(4). s. 113-118. ISSN: 1210- 2512.
- [42] ERDEVIG, H.E.; RUSSEK, S.E.; CARNICKA S.; STUPC K.F.; KEENAN, K.E. Accuracy of magnetic resonance based susceptibility measurements. *AIP Advances.* 2017. 7. <https://doi.org/10.1063/1.4975700>
- [43] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; KOŘÍNEK, R. *Magnetic susceptibility measurement using 3D NMR.* ESMRMB 2011 Congress. Leipzig. Německo. 2011. s. 381 - 381.
- [44] MULAY, L.N. *Magnetic susceptibility.* New York: John Wiley & Sons; 1963. s. 1751–1883.
- [45] BEUF, O.; BRIGUET, A.; LISSAC, M.; DAVIS R. Magnetic rezonance imaging for the determination of magnetic susceptibility of materials. *Journal of Magnetic Rezonance. Series B.* 1996. 112(2). s. 111-118.
- [46] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; MIKULKA, J.; ČÁP, M. Magnetic susceptibility modelling using ANSYS. *Progress In Electromagnetics.* 2011. s. 190 - 193. ISSN 1559-9450.

- [47] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Modeling and Measuring of the Changes of the Magnetic Field Next to Non-Ferromagnetic Substances for Magnetic Susceptibility Calculation. In *Measurement 2011*. Bratislava. Institute of Measurement Sciences. 2011. s. 213 - 216. ISBN 978-80-969672-4-7.
- [48] HAACKE, E.M.; XU, Y.; CHENG, Y.N.; REICHENBACH, J.R. Susceptibility weighted imaging (SWI). *Magn. Reson. Med.* 2004. (52). s. 612.
- [49] MARCOŇ, P.; BARTUŠEK, K.; ČÁP, M. Limits to the Measurement of the Magnetic Susceptibility Using NMR Method. *Progress In Electromagnetics*. 2011. s. 76-79. ISSN 1559-9450.
- [50] OGAWA, S.; LEE, T.M.; NAYAK, A.S.; GLYNN, P. Oxygenation-sensitive contrast in magnetic resonance imaging of rodent brain at high magnetic fields. *Magn. Reson. Med.* 1990. 14(1). s. 68-78.
- [51] DEICHMANN, R.; JOSEPHS, O.; HUTTON, D.; CORFILED, D.R.; TURNER, R. Compensation of susceptibility- induced BOLD sensitivity losses in echo-planar fMRI imaging. *Neuroimage*. 2002. 15(1). 120-135.
- [52] LI, L. Magnetic susceptibility quantification for arbitrarily shaped objects in inhomogeneous fields. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2001. 46(5). s. 907-916.
- [53] JEZZARD P.; MATTHEWS P.M.; SMITH S.M. *Functional MRI: an introduction to methods*. Oxford: Oxford University Press. 2001.
- [54] DEICHMANN R.; JOSEPHS, O.; HUTTON, D.; CORFILED, D.R.; TURNER, R. Compensation of susceptibility- induced BOLD sensitivity losses in echo-planar fMRI imaging. *Neuroimage*. 2002. 15(1). s. 120-135.
- [55] BIHAN, L.D.; POUPON, C.; AMADON, A.; LETHIMONNIER, F. Artifacts and Pitfalls in Diffusion MRI. *Journal of magnetic resonance imaging*. 2006. 24(3). s. 478-488.
- [56] BASSER, P.J.; PAJEVIC, S. Statistical Artifacts in Diffusion Tensor MRI (DT_MRI) Caused by Background Noise. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2000. 44(1). s. 41-50.
- [57] JONES, D.; Cercignani, M. Twenty-five pitfalls in the analysis of diffusion MRI data. *NMR Biomed*. 2010. 23(7). s. 803-820.
- [58] SMITH, T.B.; NAYAK, K.S. MRI artifacts and correction strategies. *Imaging Med*. 2010. 2(4). s. 445-457. ISSN 1755-5191.
- [59] SMITH, T.B.; NAYAK, K.S. MRI artifacts and correction strategies. *Imaging Med*. 2010. 2(4). s. 445-457. ISSN 1755-5191.
- [60] EIS, M.; BERLAGE, M. H. Correction of gradient crosstalk and optimisation of measurement parameters in diffusion MR imaging. *Journal of magnetic resonance. Series B*. 1995. (107). s. 222-234.
- [61] BODAMMER, N.; KAUFMANN, J.; KANOWSKI, M.; TEMPELMANN, C. Eddy Current Correction in Diffusion-Weighted Imaging Using Pair of Images Acquired With Opposite Diffusion Gradient Polarity. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2004. 51(1). s. 188-193.

- [62] JEZZARD, S. Characterization of and Correction for Eddy Current Artifacts in Echo Planar Diffusion Imaging. *Magnetic Resonance in Medicine*. 1998. 39(5). s. 801-812.
- [63] HASELGROVE, J. C.; MOORE, J. R. Correction for Distortion of Echo-Planar Images Used to Calculate the Apparent Diffusion Coefficient. *Magnetic Resonance in Medicine*. 2005. 36(6). s. 960-964.
- [64] ZHUANG, J.; HRABE, J.; KANGARLU, A.; XU, D.; BANSAL, R.; BRANCH, C.A.; PETERSON, B.S. Correction of Eddy-Current Distortions in Diffusion Tensor Images using the Known Directions and Strengths of Diffusion Gradients. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*. 2006. 24(5). s. 1118-1193.
- [65] BASTIN, M.E. Correction of eddy current-induced artefacts in diffusion tensor imaging using iterative cross-correlation. *Magnetic Resonance Imaging*. 1999. 17(7). s. 1011-1024. ISSN 0730-725X.
- [66] ANDERSSON, J.L.; SKARE, S. A Model-Based Method for Retrospective Correction of Geometric Distortions in Diffusion-Weighted EPI. *Neuroimage*. 2002. 16(1). s. 177-199. ISSN 1053-8119.
- [67] *Carl's Roost: MRI Artifact Gallery* [online]. [cit. 2013-06-12]. Dostupné z: <http://chickscope.beckman.uiuc.edu/roosts/carl/artifacts.html>.
- [68] BARTUŠEK, K.; FIALA, P.; MIKULKA, J. Numerical Modeling of Magnetic Field Deformation as Related to Susceptibility Measured with an MR System. *Radioengineering*. 2008. 17(4). s. 113-118. ISSN 1210-2512.
- [69] STADLER, A.; SCHIMA, W.; BA-SSALAMAH, A.; KETTENBACH, J.; EISENHUBER, E. Artifacts in body MR imaging: their appearance and how to eliminate them. *Eur Radiol*. 2006. 17(5). s. 1242.
- [70] BAMMER, R.; AUER, M.; KEELING, S.L.; AUGUSTIN, M.; STABLES, L.A.; PROKESCH, R.W.; STOLLBERGER, R.; MOSELEY, M.E.; FAZEKAS, F. Diffusion tensor imaging using single-shot SENSE-EPI. *Magn Reson Med*. 2002. 48(1). s. 128-136.
- [71] BAMMER, R.; KEELING, S.L.; AUGUSTIN, M.; PRUESSMANN, K.P.; WOLF, R.; STOLLBERGER, R.; HARTUNG, H.P.; FAZEKAS, F. Improved diffusionweighted single-shot echo-planar imaging (EPI) in stroke using sensitivity encoding (SENSE). *Magn Reson Med*. 2001. 46(3). s. 548-554.
- [72] ANDERSSON, J.L.; SKARE, S.; ASHBURNER, J. How to correct susceptibility distortions in spin-echo echo-planar images: application to diffusion tensor imaging. *Neuroimage*. 2003. 20(2). s. 870-888.
- [73] MORGAN, P.S.; BOWTELL, R.W.; MCINTYRE, D.J.; WORTHINGTON, B.S. Correction of spatial distortion in EPI due to inhomogeneous static magnetic fields using the reversed gradient method. *J Magn Reson Imaging*. 2004. 19(4). s. 499-507.
- [74] CHANG, H.; FITZPATRICK, J.M. A technique for accurate magnetic resonance imaging in the presence of field inhomogeneities. *IEEE Trans Med Imaging*. 1992. 11(3). s. 319-329.
- [75] MORI, S. *Introduction to Diffusion Tensor Imaging*. China: Elsevier. 2009.

- [76] NANDIGAM, R.N.K.; VISWANATHAN, A.; DELGADO, P.; SKEHAN, M.E.; SMITH, E.E.; ROSAND, J.; GREENBERG, S.M.; DICKERSON. MR imaging detection of cerebral microbleeds: effect of susceptibility-weighted imaging, section thickness, and field strength. *AJNR American journal of neuroradiology*. 2009. 30(2). s. 338-343. doi: 10.3174/ajnr.A1355.

Seznam symbolů, veličin a zkratk

Seznam použitých zkratk a symbolů

ACQ	Akvizice
BOLD	Blood Oxygen Level Dependent Imaging
DC	Stejnoseměrný
EPI	Echo Planar Imaging, echo planární zobrazování
FOV	(Field of View), oblast zájmu
GE	Gradientní echo
$G_{x,y,z}$	Gradient v ose x, y nebo z
HW	Hardware
L_{mer}	Měřicí cívka
L_{ref}	Referenční cívka
MR	Magnetická rezonance
MRI	Magnetic Resonance Imaging, zobrazování pomocí magnetické rezonance
NMR	Nukleární magnetická rezonance
PFGFE	Pulsed Field Gradient Field Echo
RF	Radiofrekvenční
SE	Spinové echo
SQUID	Superconducting quantum interference device
SW	Software
Tr	Transformátor
SWI	Susceptibility Weighted Imaging
VF	Vysokofrekvenční
$Z_{1,2}$	Označení zdroje číslo 1 a zdroje číslo 2

Seznam použitých veličin

γ	Gyromagnetický poměr jádra	$(\text{rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1})$
ΔB	Reakční pole	(T)
ε	Dosah reakčního pole	(m)
Δm	Změna hmotnosti vzorku	(kg)
$\Delta \mathbf{m}_i$	Indukovaný magnetický moment atomu	$(\text{A} \cdot \text{m}^2)$
$\Delta \varphi$	Měřený fázový obraz	(°)
μ	Permeabilita	$(\text{H} \cdot \text{m}^{-1})$
μ_0	Magnetická konstanta ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$)	$(\text{H} \cdot \text{m}^{-1})$
μ_B	Bohrův magneton ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,273 \cdot 10^{-24}$)	$(\text{A} \cdot \text{m}^2)$
μ_j	Jaderný magneton ($\mu_j = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,051 \cdot 10^{-27}$)	$(\text{A} \cdot \text{m}^2)$
μ_ℓ	Orbitální magnetický moment elektronu	$(\text{A} \cdot \text{m}^2)$
μ_n	Spinový magnetický moment jádra	$(\text{A} \cdot \text{m}^2)$

μ_s	Spinový magnetický moment elektronu	(A·m ²)
μ_r	Relativní magnetická permeabilita	(-)
ρ	Objemová hustota náboje	(C·m ³)
ρ_m	Hustota látky	(kg·m ⁻³)
τ	Časová proměnná v pulzní sekvenci	(s)
Φ	Magnetický indukční tok	(Wb)
$\Phi(x, t)$	Fáze spinů v rotačních souřadnicích	(T·s)
χ_e	Susceptibilita vodivostních elektronů	(-)
χ_m	Magnetická susceptibilita	(-)
$\chi_{m, dia}$	Magnetická susceptibilita diamagnetické látky	(-)
$\chi_{m, para}$	Magnetická susceptibilita paramagnetické látky	(-)
χ_{mol}	Molární magnetická susceptibilita	(m ³ ·mol ⁻¹)
χ_s	Magnetická susceptibilita vzorku	(-)
χ_v	Magnetická susceptibilita okolí vzorku	(-)
χ_Δ	Diferenciální magnetická susceptibilita	(-)
$\tilde{\chi}_m$	Měrná magnetická susceptibilita	(m ³ ·kg ⁻¹)
$\overline{r_0^2}$	Střední kvadratická hodnota poloměru dráhy atomu	(m)
Ψ	Elektrický indukční tok	(C)
ω_0	Larmorův kmitočet – úhlové vyjádření	(s ⁻¹)
\mathbf{A}	Magnetický vektorový potenciál	W·s·m ⁻¹
A_m	Poměrná molekulová hmotnost dané látky	(-)
\mathbf{B}	Vektor magnetické indukce	(T)
\mathbf{B}_0	Vektor magnetické indukce základního magnetického pole	(T)
\mathbf{B}_G	Vektor gradientního pole	(T)
B_s	Magnetická indukce uvnitř vzorku	(T)
C	Courieova konstanta	(K)
\mathbf{D}	Vektor elektrické indukce	(C·m ²)
d	Průměr měřeného válečku	(m)
e	Elementární náboj ($e = 1,602 \cdot 10^{-19}$)	(C)
\mathbf{E}	Vektor intenzity elektrického pole	(V·m ⁻¹)
E'	Energie	(J)
F	Síla	(N)
f	Kmitočet	(Hz)
f_0	Larmorův kmitočet (rezonanční kmitočet jader v poli B_0)	(Hz)
g	Tíhové zrychlení, $g = 9,823 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$	(m·s ⁻²)
g	Landéův faktor, empirická korekce kvantování momentu atomu	(-)
\mathbf{G}	Gradientní vektor	(T·m ⁻¹)
G_x, G_y, G_z	Složky gradientního vektoru ve směru osy x (y nebo z)	(T·m ⁻¹)
$\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$	Prostorové vektory	
\mathbf{H}	Vektor intenzity magnetického pole	(A·m ⁻¹)
\mathbf{H}_0	Vektor intenzity základního magnetického pole	(A·m ⁻¹)

h	Planckova konstanta ($h = 6,626 \cdot 10^{-34}$)	(J·s)
\hbar	Redukovaná Planckova konstanta ($\hbar = \frac{h}{2\pi}$)	(J·s)
h_2	Poloviční délka vzorku tvaru válečku nebo nejdelší strany kvádrů	(m)
I	Elektrický proud	(A)
\mathbf{J}	Vektor proudové hustoty	(A·m ⁻²)
k_B	Boltzmannova konstanta $k_B = 1,3807 \cdot 10^{-23}$	(J·K ⁻¹)
k_x, k_y	Integrační konstanty nezávislé na čase	(-)
l	Orientovaná křivka	(m)
\mathbf{L}	Mechanický moment hybnosti	(kgm ² s ⁻¹)
l_s	Délka měřeného vzorku	(m)
\mathbf{m}	Magnetický moment atomu nebo molekuly	(A·m ²)
\mathbf{M}	Vektor magnetizace	(A·m ⁻¹)
\mathbf{M}_0	Rovnovážná hodnota vektoru magnetizace	(A·m ⁻¹)
\mathbf{M}_c	Celkový magnetický moment	(A·m ⁻¹)
m_e	Klidová hmotnost elektronu ($m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$)	(kg)
m_p	Klidová hmotnost protonu ($m_p = 1,673 \cdot 10^{-27}$)	(kg)
M_{mol}	Molární hmotnost	(kg·mol ⁻¹)
\mathbf{M}_T	Tranzverzální magnetizace	(A·m ⁻¹)
\mathbf{M}_{xy}	Příčný vektor magnetizace	(A·m ⁻¹)
\mathbf{M}_z	Podélný vektor magnetizace (ve směru osy z)	(A·m ⁻¹)
N_A	Avogadrova konstanta, $N_A = (6,022045 \pm 0,00031) \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$	mol ⁻¹
Q	Elektrický náboj	(C)
\mathbf{r}	Použitý směr v souřadném systému	(-)
S	Plocha	(m ²)
s	Vzdálenost řezu od středu válečku	(m)
S_z	Plocha měřeného vzorku	(m ²)
T	Teplota	(K)
t	Časová proměnná	(s)
T_2	Spin-spinová relaxační doba	(s)
T_2^*	Efektivní spin-spinová relaxační doba	(s)
T_C	Curieova teplota	(K)
T_D	Debyeova teplota	(K)
T_E	Čas echa	(s)
T_N	Néelova teplota	(K)
T_P	Časový interval, který posune polohu spinového echa	(s)
T_R	Doba opakování	(s)
U	Elektrické napětí	(V)
U_m	Magnetické napětí	(A)
V	Objem	(m ³)
ν_0	Radiofrekvenční nosná frekvence	(Hz)
x, y, z	Prostorové souřadnice laboratorní soustavy	(m)
x', y', z'	Prostorové souřadnice rotující soustavy	(m)
Z	Protonové číslo	(-)

Curriculum Vitae

Ing. Petr Marcoň, Ph.D

Místo narození: Brno

Vzdělání a akademická kvalifikace

- 2013 – odborný asistent na ÚTEE FEKT VUT v Brně.
- 2013 – ukončeno postgraduální studium na FEKT VUT v Brně, obor Teoretická elektrotechnika. Téma disertační práce „Analýza vybraných artefaktů v difuzních magneticko-rezonančních měřeních“.
- 2009 – ukončeno magisterské studium v oboru Elektrotechnika, elektronika, komunikační a řídicí technika.
- 2007 – ukončeno bakalářské studium v oboru Elektrotechnika, elektronika, komunikační a řídicí technika na FEKT VUT v Brně.

Přehled zaměstnání

- od 2009 – ÚTEE FEKT VUT v Brně.
- od 2013 – CVVOZE (Centre for Research and Utilization of Renewable Energy). Člen týmu v Laboratoři automatizace.

Pedagogická činnost

- V pedagogické oblasti se podílí na výuce následujících předmětů:
 - Elektrotechnika (HELE, BEL1, BEL2, JELE)
 - Měření v elektrotechnice (BMVA, KMVA)
 - Speciální měřicí metody (DTE1). Přednáška pro studenty doktorského studia v rámci předmětu DTE1 na téma Měření difuzních obrazů a susceptibility.
- Garantem předmětů:
 - BPZE – Selected Topics of Electrical Engineering in English
 - HELE – Elektrotechnika
- Vedení bakalářských, diplomových a disertačních prací.

Vědeckovýzkumná činnost

- Měření magnetické susceptibility
- Susceptibilně vážené zobrazování
- Speciální měřicí metody
- Zpracování difuzně vážených obrazů
- Analýza artefaktů v difuzně vážených obrazech
- Detekční algoritmy pohybujících se objektů
- Komunikační rozhraní pro decentralizované systémy v oblasti Průmyslu 4.0

Akademické stáže v zahraničí

- 15.09.2010 - 15.12.2010
Paříž, Francie
Institut supérieur d'électronique de Paris (ISEP). Zaměření: Práce na projektu Papiilon gaz (řízení škrťící klapky motoru)
- 10.04.2018 - 10.10.2018
Magdeburg, Německo
Otto von Guericke Universität Magdeburg, Institut für Automatisierungstechnik.
Zaměření: Komunikace mezi decentralizovanými systémy v rámci Industrie 4.0

Ocenění vědeckou komunitou

- 2007: Cena děkana za bakalářskou práci
- 2009: Cena děkana za diplomovou práci

Projekty

Člen projektového týmu při řešení následujících projektů:

- 2018 – 2019: TF04000074 – projekt programu TAČR Epsilon: Digitální reprezentace zařízení jako konfigurovatelného AAS pro výrobní IT (spoluřešitel)
- 2012 – 2015: CZ.1.07/2.3.00/20.0175 – Rozvoj potenciálu lidských zdrojů pro vědu a výzkum v oblasti elektrotechniky
- 2012 – 2014: GAP102/12/1104 – Studium metabolismu a lokalizace primárního mozkového tumoru MR zobrazovacími technikami (GA0/GA).
- 2011 – 2013: GAP102/11/0318 – Analýza metabolismu a lokalizace změn kostní tkáně čelisti pomocí MR zobrazovacích technik (GA0/GA).
- 2012: FRVŠ 2548/2012/G1 – Pracoviště pro měření statické a dynamické hysterezní smyčky
- 2011: FRVŠ 2922/G1 – Průvodce elektrickou instalací
- 2009 – 2012: Institut experimentálních technologií 1

Aktivní působení v tuzemských a zahraničních společnostech a organizacích

- Progress In Electromagnetics Research Symposium
- Hodnotitel TAČR
- Recenzent několika časopisů a konferencí

Publikační činnost

Články publikované na konferencích či v časopisech: 71 článků (dle databáze Scopus), 77 (dle databáze WoS).

Z toho autor či spoluautor 6 článků v časopise s IF.

h-index dle databáze Scopus: 7.