

Numerické modelování nehomogenity v materiálech

E. Kroutilová¹, M. Steinbauer¹, M. Hadinec¹, P. Fiala¹, K. Bartušek^{1,2}

¹Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií,

Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky,

Kolejní 2906/4, 612 00 Brno, <http://www.utee.feec.vutbr.cz>

E-mail : kroutila@feec.vutbr.cz, steinbau@feec.vutbr.cz, xhadin00@stud.feec.vutbr.cz, fialap@feec.vutbr.cz,
bartusek@feec.vutbr.cz

² Ústav přístrojové techniky AV ČR, Akademie věd České republiky

Královopolská 147, 612 64 Brno, <http://www.isibrno.cz>

E-mail : bar@isibrno.cz

Anotace:

Príspevek se zabývá využitím numerického modelování nehomogenních materiálových vzorků k ověření správnosti výsledků MRI. Pro účely studia deformací MR obrazů magnetického pole v okolí měřených diamagnetických vzorků vlivem susceptivity heterogenních materiálů (objektů) vybrána jednoduchá konfigurace vzorku a byly porovnány numericky modelované řezu s experimentálním měřicím průběhem magnetického pole měřeného MR technikou gradientního echa.

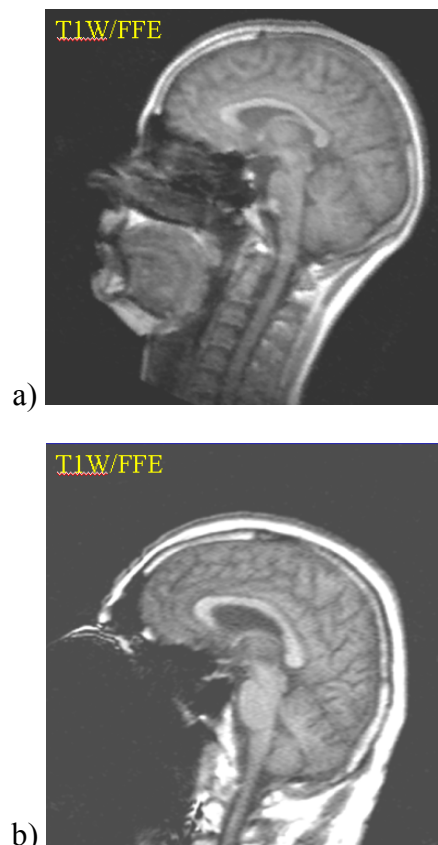
1 ÚVOD

Nukleární magnetická rezonance (NMR) je dobře známé moderní diagnostická neinvazivní a neinvazivní metoda [7]-[12] studia struktury fyzikálních, chemických a biologických vlastností látek, která je využívána v řadě oblastí lidské činnosti jako jsou geofyzika, hydrologie, stavebnictví, chemické inženýrství, materiálové inženýrství, medicína [14], [17] a biologie. Zobrazení magnetickou rezonancí (MRI) představuje výkonný diagnostický nástroj v lékařských aplikacích, kde lze např. získat řezy oblastí lidského těla, ty dále zpracovávat a spojovat až k výslednému 3D obrazu požadovaného orgánu, lze vykonávat miniaturní neinvazivní zákroky v místech přístupných pouze skrze kardiovaskulární systém člověka, jak ukazují např. matematický model v literatuře [9] zahrnující velikost krevních cest, rychlost a viskozitu krve, magnetické vlastnosti materiálů, charakteristiky gradientních cívek MRI, poměr mezi průměrem kulovitého jádra a průměrem krevních cest nebo MRI kompatibilní mikromanipulátor z literatury [10], který souběžně dvěma prsty mikroruky manipuluje s objekty uvnitř MRI platformy a sleduje změny na mikrostupnici.

Materiálové inženýrství využívá MRI např. při hledání nalezišť a těžbě ropy, protože poskytuje informace o její permeabilitě, objemu vázané vody, objemu tekutin a viskozitě.

MRI je velmi citlivé na druhy materiálů s extrémními rozdíly susceptivity, vodivosti a permeability (např. heterogenní materiály), u nichž dochází ke zkreslení dat a ztrátě informace (viz Obr. 1:), což by mohlo být důvodem, proč pro ně nelze MRI použít. V oblastech medicíny a materiálového inženýrství je však velký zájem o studium právě těchto nehomogenních materiálů. Jsou vyvíjeny a zdokonalovány experimentální techniky pro charakteristiku jejich fyzikálních vlastností (poréznosti, distribuci rozměrů pórů, permeabilitě,

strukturu základního materiálu a rozložení kontrastní látky v pórech) a jsou hledány cesty vedoucí k ověření správnosti výsledků MRI. Jednou z možností je využití metod numerického modelování. Rozvoji napomáhá i stálý růst výkonu počítačů, snižování pořizovacích nákladů na hardware a rozvoj vhodného softwaru, díky čemuž lze simulovat i velmi složité úlohy.



Obr. 1: Vzorek dvou MRI obrazů : a) správný obraz, b) obraz se ztrátou informace

Výhodami jsou i neinvazivnost, opakovatelnost a modifikovatelnost modelovaných skutečností, které vedou k úspoře finančních

prostředků při vývoji, testování a následně výrobě prototypů a funkčních vzorků. Při numerickém řešení se neprojevují chyby měření dané chybou metodiky měření, měřících přístrojů či selháním obsluhy.

V příspěvu je využito numerického modelování nehomogenních materiálových vzorků k ověření správnosti výsledků MRI. Pro účely studia deformací MR obrazů magnetického pole v okolí měřených dia-paramagnetických vzorků vlivem susceptibility heterogenních materiálů (objektů) vybrána jednoduchá konfigurace vzorku (izolovaná nehomogenita reprezentovaná skleněnou kuličkou) a byly porovnány numericky modelované řezy s experimentálním měřicím průběhem magnetického pole měřeného MR technikou gradientního echa. Výsledky ukazují, že je možné technickým výpočtem stanovit deformaci magnetického pole v okolí tvarově složitých i nehomogenních objektů v MR experimentech a tím výsledky získané MR technikou ověřit.

2 VLIV MAGNETICKÉ SUSCEPTIBILITY NA MR OBRAZ

Magnetická susceptibilita měřeného vzorku nebo měřené tkáně ovlivňuje magnetické pole uvnitř vzorku i v jeho okolí. Protože rezonanční kmitočet jader závisí na velikosti magnetického pole ve kterém se nacházejí, může vlivem deformací magnetického pole dojít k deformacím v MR obraze.

MR obraz je nejčastěji snímán dvěma metodami. V metodě spinové-echo, založené na excitaci jader dvěma vř pulsy a na snímání signálů spinového echa s maximem v čase T_E (v tomto čase jsou vektory magnetizace ve fázi) dojde ke kompenzaci vlivu nehomogenity magnetického pole na MR obraz. Velikost spinového echa v čase T_E po excitaci jader závisí na přirozeném spin-spinovém relaxačním čase měřených jader T_2 , na spin-mřížkovém relaxačním čase T_1 a na čase opakování excitace jader T_R . Lze ji popsat vztahem

$$\mathbf{M}_\perp(T_E) = \mathbf{M}_0 \left(1 - e^{-\frac{T_R}{T_1}}\right) e^{-\frac{T_E}{T_2}} \quad (2.1)$$

Pro $T_1 \ll T_R$ a $T_2 \gg T_E$ se rovnice (2.1) redukuje na tvar $\mathbf{M}_\perp = \mathbf{M}_0$. Velikost přijatého signálu závisí na spinové hustotě, která je vyjádřena vektorem magnetizace \mathbf{M}_0 . Během časového zpoždění mezi excitací a spinovým echem je magnetizace snížena faktorem $e^{-(T_E/T_2)}$. Za předpokladu, že T_E je srovnatelné s T_2 , vzniká obraz váhovaný spin-spinovým relaxačním časem T_2 . Podobně spin-mřížkový relaxační čas T_1 způsobuje váhování obrazu za předpokladu $T_R \approx T_1$.

Metoda gradientního echa [2] způsobí definované rozfázování jader impulsem gradientního magnetického pole a jejich opětovné sfázování gradientním impulsem opačné polaritě. Gradientní echo vzniká v čase T_E . V této metodě nedochází ke kompenzaci nehomogenity základního magnetického

pole a ve výsledném obraze se objevují artefakty způsobené lokální změnou susceptibility excitovaného objemu měřeného vzorku. Pro další účely zavedeme reakční pole s indukcí $\Delta\mathbf{B}$, pro kterou platí

$$\Delta\mathbf{B}(x, y, z) = \mathbf{B}(x, y, z) - \mathbf{B}_0 \quad (2.2)$$

V reakčním poli jsou uvažovány kromě nehomogenity základního magnetického pole MR magnetu také lokální změny magnetického pole způsobené magnetickou susceptibilitou měřeného vzorku. Výrazné jsou změny reakčního pole na ostrých hranách změn susceptibility v měřeném vzorku. Nehomogenita magnetického pole způsobuje rozfázování vektorů magnetizace jader vzorku a projevuje se rychlejším poklesem signálu volné precese. Tento pokles lze vyjádřit efektivním relaxačním časem T_2^* podle vztahu

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} - \gamma \Delta B \quad (2.3)$$

Vektor magnetizace v čase T_E bude mít velikost

$$\begin{aligned} \mathbf{M}'_\perp(T_E) &= \mathbf{M}_\perp(T_E) e^{-\frac{T_E}{T_2^*}} \\ &= \mathbf{M}_\perp(T_E) e^{-\frac{T_E}{T_2}} e^{-j\gamma \Delta B T_E} \end{aligned} \quad (2.4)$$

kde exponenciální člen $\exp(T_E/T_2^*)$ popisuje pokles magnetizace daný rozfázováním magnetických momentů jader vlivem efektivního relaxačního času T_2^* , člen $\exp(T_E/T_2)$ popisuje vliv přirozeného relaxačního času a člen $e^{-j\gamma \Delta B T_E}$ zohledňuje odchylky magnetického pole od základního pole.

Rovnice pro distribuci transverzální magnetizace v MR obraze při metodě GE je

$$\mathbf{m}(x, y) = \frac{1}{2\pi} e^{-j\gamma \Delta B T_E} \iint_{k_x, k_y} \left(\mathbf{M}_\perp(k_x, k_y) e^{j(k_x x + k_y y)} e^{-\frac{T_E}{T_2}} \right) dk_x dk_y \quad (2.5)$$

Člen $e^{-j\gamma \Delta B T_E}$ v rovnici (2.5) vyjadřuje fázovou modulaci MR obrazu způsobenou rozdílovým polem s indukcí $\Delta\mathbf{B}$. Vyhodnocením signálu získaného metodou GE dostaneme MR obraz, v jehož fázi

$$\Delta\psi = \gamma \Delta B T_E \quad (2.6)$$

je zakódováno prostorové rozložení reakčního magnetického pole vzorku. Pokud je reakční pole $\Delta\mathbf{B}$ vyvoláno magnetickou susceptibilitou vzorku, lze při vhodném uspořádání experimentu vyhodnotit velikost magnetické susceptibility neznámého materiálu. Základní principy metod pro měření susceptibility materiálů jsou podrobněji popsány v literatuře [2].

Reakční pole může mít tak velkou velikost, že zkrátí efektivní relaxační čas T_2^* na velikost menší, než je velikost vzorkovací periody pro snímání signálu (2.3). Za tohoto předpokladu dojde v obou metodách (SE a GE) v místě zvýšené hodnoty reakčního pole ke snížení velikosti signálu a k poklesu velikosti modulu v MR obraze [3]. Za

těchto předpokladů dochází k lokální ztrátě signálu a deformaci MR obrazu. Z rovnice (2.1) vyplývá, že při použití sekvence GE musíme pracovat s krátkým echo časem T_E .

3 NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ

Numerický model

Při měření susceptibilitu materiálových vzorků složité konfigurace NMR měřicí techniky nepodávají vždy jednoznačné výstupní hodnoty, proto je třeba najít způsob spolehlivého ověření výsledků měření. Jednou z možností je využití numerického modelování dané konfigurace pomocí metody konečných prvků (MKP) ve spojení se systémem Ansys. Velkou výhodou Ansysu je jeho vhodnost pro multifyzikální děje, anizotropní materiály a možnost využití speciálního programovacího jazyka APDL. Tyto přednosti v sobě nespojuje žádný jiný program. Jako hraniční podmínka byl zadán skalární magnetický potenciál ϕ_m řešením Laplaceovy rovnice

$$\Delta \phi_m = \text{div } \mu (-\text{grad } \phi_m) = 0 \quad (3.1)$$

s Dirichletovou hraniční podmínkou

$$\phi_m = \text{konst. na oblastech } \Gamma_1 \text{ a } \Gamma_2 \quad (3.2)$$

a Neumannovou hraniční podmínkou

$$\mathbf{u}_n \cdot \text{grad } \phi_m = 0 \text{ na oblastech } \Gamma_3 \text{ a } \Gamma_4. \quad (3.3)$$

Spojitosť tečných složek intenzity magnetického pole na rozhraní oblasti vzorku je vyjádřena výrazem

$$\mathbf{u}_n \times \text{grad } \phi_m = 0 \quad (3.4)$$

Popis MKP quazistacionárního modelu vychází z redukovaných Maxwellových rovnic

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (3.5)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (3.6)$$

kde \mathbf{H} je vektor intenzity magnetického pole, \mathbf{B} je vektor indukce magnetického pole, \mathbf{J} je vektor proudové hustoty. Pro případ statického magnetického nevírového pole se rovnice (3.5) zjednoduší na výraz (3.7).

$$\text{rot } \mathbf{H} = 0 \quad (3.7)$$

Materiálové vztahy jsou reprezentovány rovnicí

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (3.8)$$

kde μ_0 je permeabilita vakua, $\mu_r(\mathbf{B})$ je relativní permeabilita feromagnetického materiálu. Uzavřená oblast Ω , na které budou rovnice (3.6) a (3.7) řešeny, je rozdělena na oblast vzorku Ω_1 a oblast okolí Ω_2 . Platí pro ně $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$. Pro intenzitu magnetického pole \mathbf{H} v oblasti Ω platí vztah (3.7). Vyjádření rozložení magnetického pole z vinutí je pomocí Biot-Savartova zákona formulovaného jako

$$\mathbf{T} = \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega} \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{R}}{|\mathbf{R}|^3} d\Omega \quad (3.9)$$

kde \mathbf{R} je vzdálenost mezi bodem v němž je hledaná intenzita magnetického pole \mathbf{T} a bodem v

němž je uvažována proudová hustota \mathbf{J} . Intenzitu magnetického pole \mathbf{H} v oblasti lze vyjádřit jako

$$\mathbf{H} = \mathbf{T} - \text{grad } \phi_m \quad (3.10)$$

kde \mathbf{T} je předchozí nebo odhadnutá intenzita magnetického pole, ϕ_m je magnetický skalární potenciál. Okrajové podmínky jsou zapsány jako

$$\mathbf{u}_n \cdot \mu (\mathbf{T} - \text{grad } \phi_m) = 0, \quad (3.11)$$

na oblastech Γ_3 a Γ_4 .

kde \mathbf{u}_n je normálový vektor, Γ_{Fe-0} je rozhraní mezi oblastí Ω_{Fe} a $\Omega_0 \cup \Omega_w$. Oblast Ω_0 je prostor vzduchu v modelu, oblast Ω_w je prostor s vinutím. Spojitosť tečných složek intenzity magnetického pole na rozhraní oblasti s feromagnetickým materiálem je vyjádřen

$$\mathbf{u}_n \times (\mathbf{T} - \text{grad } \phi_m) = 0 \quad (3.12)$$

Aplikací vztahu (3.10) ve vztahu (3.11) se získá výraz

$$\text{div } \mu_0 \mu_r \mathbf{T} - \text{div } \mu_0 \mu_r \text{grad } \phi_m = 0 \quad (3.13)$$

Diskretizaci rovnice (3.13) lze provést pomocí aproximace skalárního magnetického potenciálu

$$\phi_m = \sum_{j=1}^{NN} \phi_j W_j(x, y, z) \quad (3.14)$$

pro $\forall (x, y, z) \subset \Omega$,

kde je ϕ_j hodnota skalárního magnetického potenciálu v j -tém uzlu, W_j aproximační funkce, NN počet uzlů diskretizační sítě. Aplikací aproximace (3.14) do vztahu (3.13) a minimalizací reziduí podle Galerkinovy metody se získá semidiskrétní řešení

$$\sum_{j=1}^{NN} \phi_j \int_{\Omega} \mu \text{grad } W_i \cdot \text{grad } W_j d\Omega = 0, \quad (3.15)$$

$$i = 1, \dots, NN.$$

Soustavu rovnic (3.15) lze zkráceně zapsat

$$\left[k_{ij} \right] \cdot \left[\phi_i \right]^T = 0, \quad i, j \in \{1, \dots, NN\}. \quad (3.16)$$

Soustavu (3.16) lze rozdělit na

$$\mathbf{K} \begin{bmatrix} \mathbf{U}_1 \\ \mathbf{U}_D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

kde $\mathbf{U}_1 = [\phi_1, \dots, \phi_{NI}]^T$ je vektor

neznámých vnitřních uzlů oblasti Ω včetně bodů na plochách Γ_3 a Γ_4 . $\mathbf{U}_D = [\phi_1, \dots, \phi_{ND}]^T$ je vektor známých potenciálů na plochách Γ_1 a Γ_2 (Dirichletovy hraniční podmínky). NI v indexu značí počet vnitřních uzlů diskretizační sítě, ND je počet hraničních uzlů sítě. Soustavu pak můžeme rozepsat na 4 submatice

$$\begin{bmatrix} \mathbf{k}_{11} & \mathbf{k}_{12} \\ \mathbf{k}_{21} & \mathbf{k}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U}_1 \\ \mathbf{U}_D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

a dostáváme soustavu se zavedenými hraničními podmínkami, která se v MKP řeší

$$\mathbf{k}_{11} \mathbf{U}_1 + \mathbf{k}_{12} \mathbf{U}_D = 0 \quad (3.19)$$

Koeficienty k_{ij} submatice \mathbf{k} jsou nenulové jen pokud element sítě obsahuje oba uzly i a j . Příspěvek prvku e ke koeficientu k_{ij} je

$$k_{ij}^e = \int_{\Omega^e} \mu^e \text{grad} W_i^e \cdot \text{grad} W_j^e d\Omega, \quad (3.20)$$

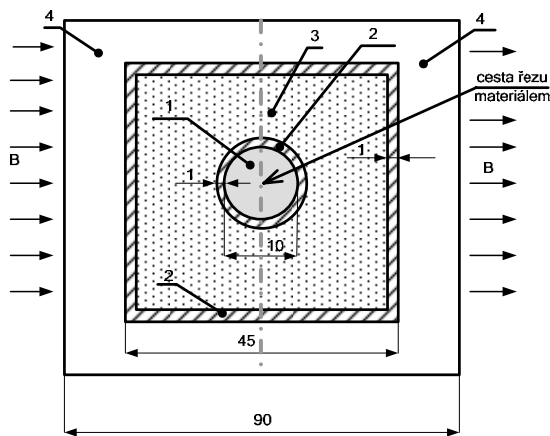
$$e = 1, \dots, NE,$$

kde je Ω^e je oblast elementu diskretizační sítě, μ^e je permeabilita prostředí zvoleného elementu, NE je počet elementů diskretizační sítě. Prvky matice \mathbf{k} jsou pak součty příspěvků jednotlivých elementů

$$k_{ij} = \sum_{e=1}^{NE} k_{ij}^e \quad (3.21)$$

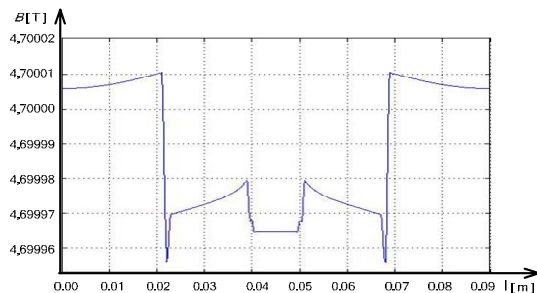
Soustavu rovnic (3.16) lze řešit pomocí standardních algoritmů. Z hodnoty skalárního magnetického potenciálu se pak stanoví intenzita magnetického pole podle (3.10).

Geometrický model izolované nehomogenity



Obr. 2: Geometrie úlohy pro numerickém modelování, rozměry v cm

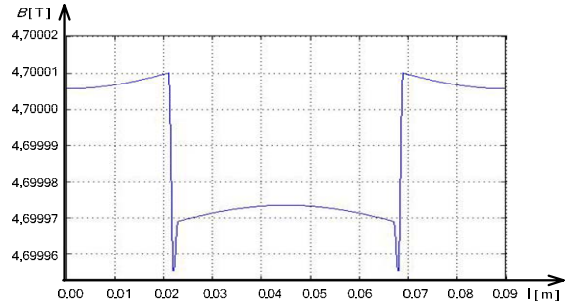
Geometrie úlohy pro numerickém modelování je na Obr. 2: Zkoumaným materiálovým vzorkem je izolovaná (skleněná kulička) s vodou obklopená ze všech stran jílem.



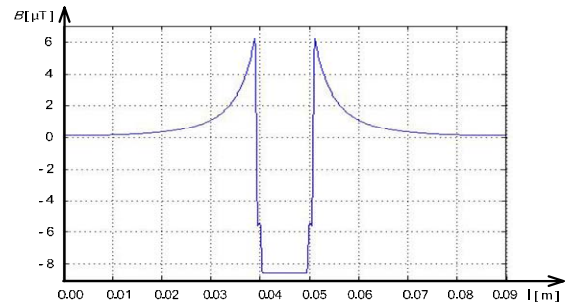
Obr. 3: Rozložení modulu magnetické indukce B pro nehomogenitu s vodou s $\chi = -12,44 \cdot 10^{-6}$, výsledky ze systému ANSYS

V modelu jsou celkem čtyři objemy s různou susceptibilitou: **materiál č. 4** - prostředí vně - vzduch, $\chi = 0$, **materiál č. 3** - jíl, $\chi = -8,85 \cdot 10^{-6}$, **materiál č. 2** - sklo, $\chi = -11,67 \cdot 10^{-6}$, **materiál č. 1** - nehomogenita - voda, $\chi = -12,44 \cdot 10^{-6}$. Materiály jsou definovány permeabilitou pomocí vztahu $\mu = 1 + \chi$. Numerický model podle Obr. 2: byl vytvořen MKP s

využitím sítě prvků typu Solid96 v systému Ansys [1]. Okrajové podmínky (3.2) byly voleny tak, aby hodnota indukce statického základního pole byla $B_0 = 4,7000$ T ve směru souřadnice z (osa krychle), jak odpovídá reálnému experimentu na MR tomografu ÚPT AV ČR Brno. Na Obr. 2: je definována cesta, podél níž byly zobrazeny výsledky řezu materiálem pro rozložení modulu magnetické indukce B na Obr. 3:.



Obr. 4: Rozložení modulu magnetické indukce B pro jílové pozadí s $\chi = -8,85 \cdot 10^{-6}$, výsledky ze systému ANSYS



Obr. 5: Rozložení modulu magnetické indukce B pro nehomogenitu s vodou po odečtení jílového pozadí $\Delta B = 14,765281 \mu\text{T}$, ANSYS numerical analysis results

Pro vysíťování modelu, byla zvolena jako optimální velikost elementu $0,125 \cdot 10^{-3}$ m. Okrajové podmínky $\pm\varphi/2$ byly zadány na hrany modelu, na vnější levý a pravý okraj vzduchového prostředí, jak je znázorněno na Obr. 2: Velikost buzení $\pm\varphi/2$ bylo opět zadáno vztahem (3.25). Ten se odvodí pro předpoklad, že v celé oblasti neexistují budící proudy, platí tedy $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{0}$ a pole je nevírové. Proto pro skalární magnetický potenciál φ_m platí

$$\mathbf{H} = -\text{grad} \varphi_m \quad (3.22)$$

Potenciál budícího statického pole s intenzitou \mathbf{H}_0 je použitím (3.7)

$$\varphi_m = \int \vec{H}_0 \cdot \vec{u}_z dz = H_0 \cdot z \quad (3.23)$$

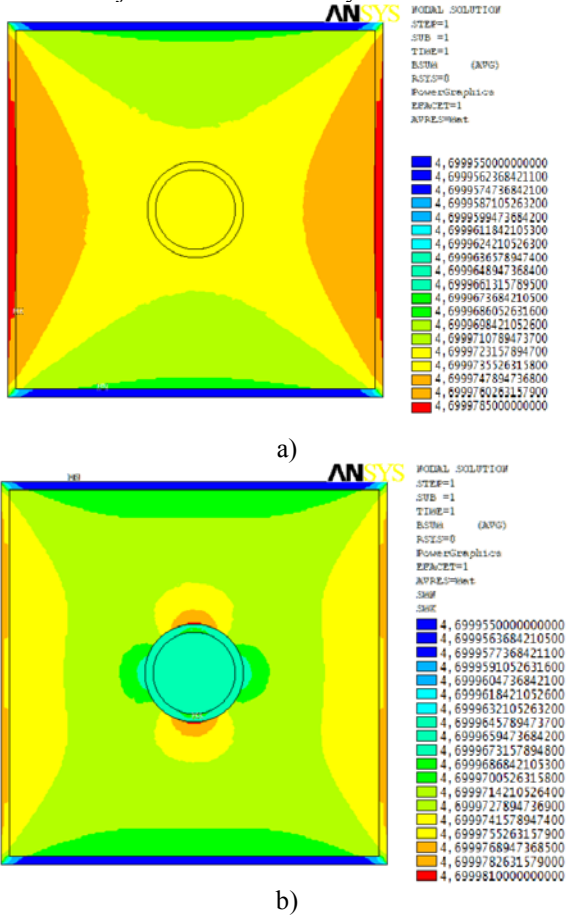
kde

$$H_0 = \frac{B}{\mu_0 \cdot \mu_r} \quad (3.24)$$

Potom

$$\pm \frac{\varphi}{2} = \frac{B \cdot z}{2\mu_0} = \frac{4,7000 \text{ T} \cdot 90 \text{ mm}}{2\mu_0} \quad (3.25)$$

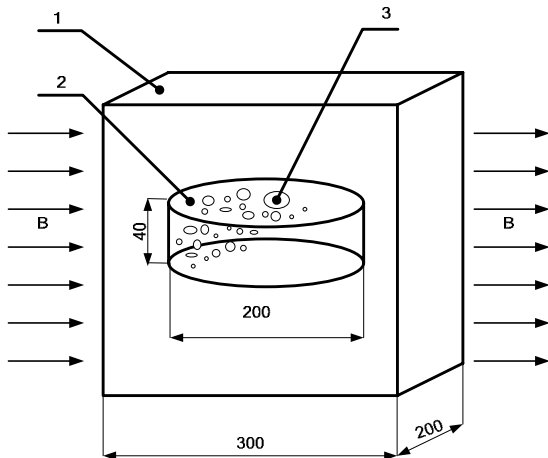
kde z je celková délka hrany modelu.



Obr. 6: Numerická analýza MKP v systému ANSYS, rozložení modulu magnetické indukce B (T), a) jíl ve skleněné krychli, bez nehomogenity s vodou, b) jíl ve skleněné krychli, uvnitř nehomogenita s vodou

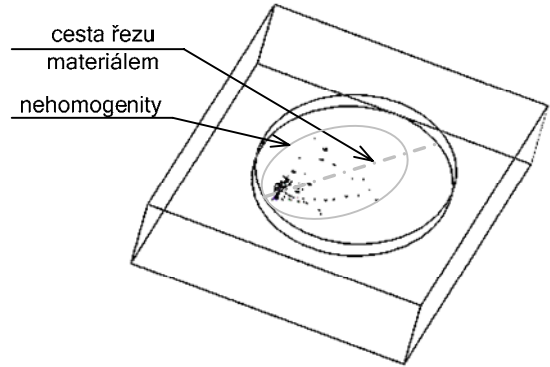
Pro izolovanou nehomogenitu dle Obr. 2: je velikost změny rozložení modulu magnetické indukce odečtená z grafu Obr. 5: rovna $\Delta B = 14,765281 \mu\text{T}$.

Geometrický model úlohy s více nehomogenitami uvnitř vzorku



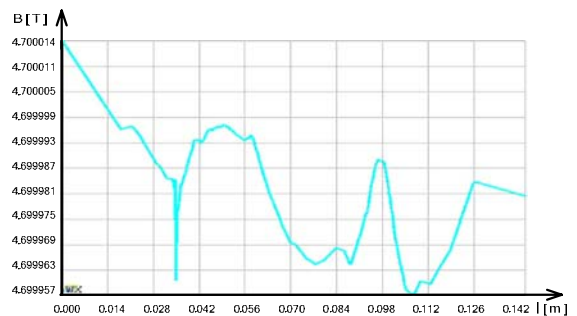
Obr. 7: Geometrie vzorku pro numerickém modelování, rozměry v cm

K ověření vzájemného působení většího počtu různě velikých nehomogenit byl vytvořen numerický model dle geometrie znázorněné na Obr. 7. Vzorek je obklopen z obou stran vzduchem. V modelu jsou definovány tři objemy s různou susceptibilitou materiál č. 1 - prostředí vně -vzduch, $\chi = 0$, materiál č. 2 - jíl, $\chi = -8,6 \cdot 10^{-6}$, materiál č. 3 - materiál nehomogenit uvnitř vzorku - vzduch, $\chi = 0$. Velikost permeability byla zadána vztahem $\mu = 1 + \chi$.



Obr. 8: Geometrický model v systému Ansys s naznačenou cestou řezu

Numerický model Obr. 8 podle geometrie z Obr. 7 byl vytvořen MKP s využitím sítě prvků typu Solid96 v systému Ansys [1] a je v něm zobrazena cesta řezu materiálem, podél níž byly zobrazeny výsledky na Obr. 9 pro rozložení modulu magnetické indukce B . Okrajové podmínky (3.2) byly voleny tak, aby hodnota indukce statického základního pole byla $B_0 = 4,7000 \text{ T}$ ve směru souřadnice z (osa krychle), jak odpovídá reálnému experimentu na MR tomografu ÚPT AV ČR Brno. Nehomogenit ve vzorku je 50, byly generovány náhodně co do prostorového uspořádání, tak i co do velikosti (pohybuje se v rozmezí $252,237 \mu\text{m} - 2,50711 \text{ mm}$).



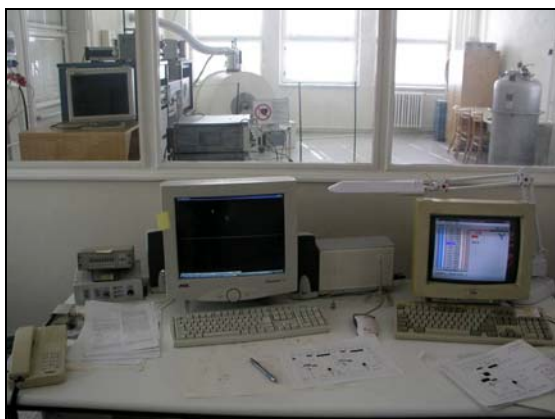
Obr. 9: Průběh modulu magnetické indukce řezem vzorku pro materiál s $\chi = -8,6 \cdot 10^{-6}$

Okrajové podmínky $\pm \varphi/2$ byly zadány na hrany modelu, na vnější levý a pravý okraj vzduchového prostředí, jak je znázorněno na Obr. 7: Velikost buzení $\pm \varphi/2$ bylo opět odvozeno ze vztahu (3.22) a je pro úlohu z Obr. 7: rovno

$$\pm \frac{\varphi}{2} = \frac{B \cdot z}{2\mu_0} = \frac{4,7000 \text{ T} \cdot 30 \text{ mm}}{2\mu_0} \quad (3.26)$$

4 EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ MODELU IZOLOVANÉ NEHOMOGENITY

Výsledky numerické analýzy byly experimentálně ověřeny na MR tomografu 200 MHz/75 mm v ÚPT AV ČR (viz Obr. 10:). Základní magnetické pole tomografu $B_0 = 4,7$ T je generováno supravodivým horizontálním magnetem firmy Magnex Scientific. Rezonanční kmitočet pro jádra ^1H je 200 MHz.



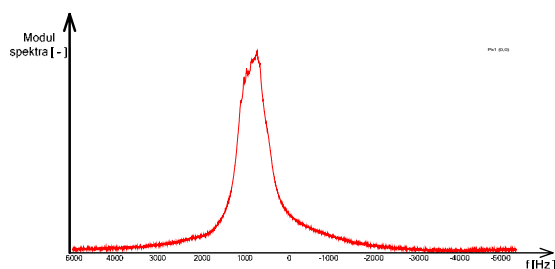
Obr. 10: Celkový pohled na řídicí centrum tomografu a na přístroje pro sběr dat.

Referenčním vzorkem byla nádobka čtvercového průřezu naplněná jílem ($\chi = -8,85 \cdot 10^{-6}$), do které byla vložena skleněná kulička o průměru 10 mm naplněná vodou ($\chi = -9,04 \cdot 10^{-6}$).



Obr. 11: Pohled na měřicí přípravek, uvnitř vložena skleněná kulička o průměru 10 mm

Pravouhlé uspořádání průřezu (na Obr. 11:) odpovídá geometrii Obr. 2: a bylo zvoleno pro jednodušší vyhodnocování průběhu indukce pole. Pro urychlení měření byl zkrácen relaxační čas T_2 vody přidáním 1 mol síranu nikelnatého NiSO_4 a chloridu sodného NaCl . Původní relaxační čas vody $T_2 \approx 900$ ms se těmito přísadami zkrátil na 175 ms. Vliv příměsí se projevil i na susceptibilitě roztoku, která se změnila na $\chi = -12,44 \cdot 10^{-6}$.



Obr. 12: Měřená spektrální charakteristika izolované nehomogenity, $\Delta f = 657$ Hz (rezonanční kmitočet bez jilu je 155 Hz)

Na Obr. 12: je uvedeno MR spektrum izolované nehomogenity z Obr. 2: Bylo změřeno MR spektrum celého objemu vzorku vody. Je nutné zdůraznit, že jsou měřena všechna jádra vody, která jsou obklopena jílem. Ten změní magnetické pole ve vodě a dojde k posunu rezonanční čáry o $\Delta f = 657$ Hz. Tento posun odpovídá změně magnetického pole o hodnotu $\Delta B = 15,44$ μT . Z numerického modelování úlohy Obr. 5: vyplývá, že vypočtený posun je $\Delta B = 14,76$ μT .

Vztah pro přepočítání frekvenčního posunu Δf na změnu ΔB rozložení modulu magnetické indukce z Obr. 12:

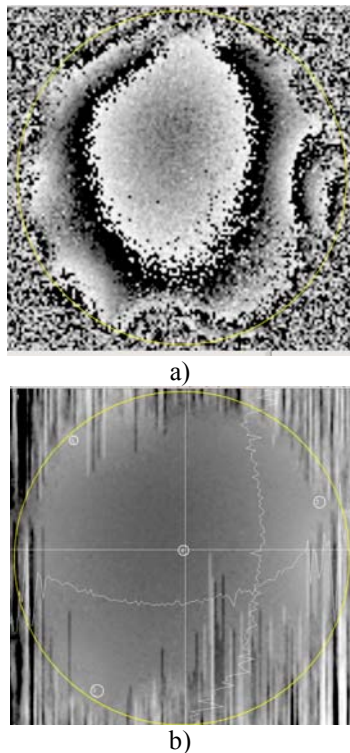
$$\Delta B = \frac{2\pi \Delta f}{\gamma} = \frac{2\pi \Delta f}{2,67 e^8} \quad (4.1)$$

kde f [Hz] je frekvence, γ [$\text{T}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$] je gyromagnetický poměr vody a ΔB [T] je změna rozložení modulu magnetické indukce ve vzorku. Pološířka spektrální čáry (šířka spektrální čáry v polovině její velikosti) je 400 Hz a to odpovídá maximální změně magnetického pole $\Delta B = 9,4$ μT .

Výsledkem numerického výpočtu je změna magnetického pole uvnitř koule s vodou $\Delta B = 14,76$ μT (viz Obr. 3: až Obr. 6:). Rozdíl výsledků změny rozložení modulu magnetické indukce pro numerické modelování a měření MR technikou je $\Delta B = 0,68$ μT , tj. 4,53 % z měřené hodnoty.

Dále byl vytvořen numerický model pro úlohu s více nehomogenitami uvnitř vzorku, aby se ukázal vzájemný vliv více různých nehomogenit na deformaci modulu magnetické indukce a simulovaly se deformace magnetického pole v poréznych materiálech s vodou uvnitř pórů. Jak je patrné z Obr. 9:, na velikosti poklesu modulu magnetické indukce uvnitř vzorku se podílí nejen velikost nehomogenity (větší nehomogenita = větší pokles), ale i jejich malá vzájemná vzdálenost (jsou-li blíže sebe, klesá více i hodnota modulu magnetické indukce). Oproti izolované nehomogenitě zde dochází i k celkovému poklesu průběhu modulu magnetické indukce uvnitř vzorku a to i v místech, kde nehomogenity nejsou. Rozložení a velikost nehomogenit tedy výrazně ovlivňuje průběh modulu magnetické indukce uvnitř vzorku.

Numerické modelování a analýza úlohy pro izolovanou nehomogenitu potvrdily experimentální výsledky a díky modifikovatelnosti numerického modelu se podařilo připravit simulační experimenty pro analýzu deformací magnetického pole v poréznych materiálech a pro zvýšení přesnosti měření magnetické susceptibility materiálů nevytvářející MR signál s využitím MR metody.



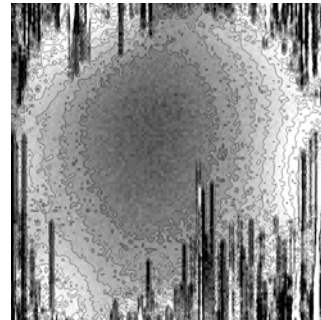
Obr. 13: Fázový MR obraz řezu koulí o průměru 10 mm a) a mapa magnetického pole b) v rovině kolmé na základní pole a procházející středem koule.

Rozložení magnetického pole v řezu středem koule je možné získat z fázového MR obrazu snímaného metodou GE. Data naměřená touto metodou mají fázově zakódovanou změnu indukce magnetického pole, viz (2.6). Na Obr. 13: a) je znázorněn MR fázový obraz změřen metodou GE s $T_E = 5$ ms pro kulový vzorek o průměru 10 mm obklopený jilem. Fázová změna 2π odpovídá změně magnetického pole $\Delta B = 4,7 \mu\text{T}$. Po rozvinutí fázových skoků v programu MATLAB dvourozměrnou funkcí unwrap získáme mapu magnetického pole v rovině kolmé k základnímu poli a ve středu koule. Velikosti magnetického pole ve vybraných bodech jsou uvedeny v tab.1.

Tab.1: Tab.1 Velikost magnetické indukce ve vybraných bodech mapy magnetického pole ve středu koule.

Číslo bodu v obr. 15b	ΔB [μT]
2	7,14
3	4,50
4	0
5	7,77

Maximální rozdíl ΔB je $7,77 \mu\text{T}$ a odpovídající pološířka spektrální čáry je 330 Hz. Na Obr. 14: je uvedena mapa magnetického pole v rovině stejné jako v Obr. 13: b) s vykreslenými ekvipotenciálami po $\Delta B_e = 1 \mu\text{T}$. Uvnitř koule je maximální změna magnetického pole $8 \mu\text{T}$ a přesná hodnota je uvedena v tab. 1.



Obr. 14: Mapa indukce magnetického pole v rovině kolmé na základní pole a procházející středem koule o průměru 10 mm. Ekvipotenciály jsou po $\Delta B_e = 1 \mu\text{T}$.

5 ZÁVĚR

Metodou numerické analýzy byly vypočteny mapy magnetického pole izolované nehomogenity způsobené magnetickou susceptibilitou materiálu ve vybraných uspořádáních. Výsledky byly porovnány s experimentálními měřeními odpovídajících konfigurací na MR tomografu. Byla změřena MR spektra a mapa magnetického pole MR metodou gradientního echa. Porovnáním výsledků byla zjištěna dobrá shoda.

Numerické modely jsou určeny pro inverzní úlohy simulace deformací magnetického pole při MR tomografických měřeních a pro vyhodnocení měření magnetické susceptibility MR metodami u vzorků nevytvářejících MR signál.

6 PODĚKOVÁNÍ

Príspevek vznikl za podpory grantů: MSM0021630516, MSM0021630513, KJB208130603 a GA102/07/0389.

7 LITERATURA

- [1] Fiala, P., Kroutilová, E., Bachorec, T. Modelování elektromagnetických polí, počítačová cvičení. vyd. Brno: VUT v Brně, FEKT, Údolní 53, 602 00, Brno, 2005. s. 1 - 69 .
- [2] Steinbauer, M. Měření magnetické susceptibility technikami tomografie magnetické rezonance. vyd. Brno: VUT v Brně, FEKT, Údolní 53, 602 00, Brno, 2006. (disertace)
- [3] Vlaardingerbroek, M. T., Den Boer, J. A. 1999. Magnetic resonance imaging. Heidelberg (Germany): Springer-Verlag, 1999. ISBN 3-540-64877-1.

- [4] Slichter, C. P. Principles of magnetic resonance. Second revised and expanded edition, corrected second printing. Berlin (Germany): Springer-Verlag, 1980.
- [5] Haacke, E. M., Brown, R. W., Thompson, M. R., Venkatesan, R. Magnetic resonance imaging – physical principles and sequence design. John Wiley & Sons, 2001. ISBN 0-471-48921-2.
- [6] Zhang Z.Q., Liu, Q.H. Two nonlinear inverse methods for electromagnetic induction measurements, *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on*, June 2001, Vol. 39, Issue 6, pp. 1331 - 1339 ISSN: 0196-2892
- [7] Trakic, A. Wang, H. Liu, F. Lopez, H.S. Crozier, S Analysis of Transient Eddy Currents in MRI Using a Cylindrical FDTD Method, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, Sept. 2006, Vol. 16, Issue 3, pp. 1924 - 1936, ISSN: 1051-8223
- [8] athieu, J.-B. Beaudoin, G. Martel, S., Method of propulsion of a ferromagnetic core in the cardiovascular system through magnetic gradients generated by an MRI system, *Biomedical Engineering, IEEE Transactions on*, Feb. 2006, Vol. 53, Issue 2, pp. 292 - 299, ISSN: 0018-9294
- [9] Yoshihiko, K. Tanikawa, Tamio, T. Kiyoyuki, C. MRI-compatible Micromanipulator; Design and Implementation and MRI-compatibility Tests, *Engineering in Medicine and Biology Society, 2007. EMBS 2007. 29th Annual International Conference of the IEEE*, 22-26 Aug. 2007, pp. 465 - 468, Lyon, France, ISSN: 1557-170X
- [10] Arima, H. Kato, S. Maehata, K. Ishibashi, K. Nakamoto, T. Shintomi, T. Multipole analysis for absolute magnetic field measured by multiprobe pulsed-NMR method, *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, March 2000, Vol. 10, Issue 1, pp. 1450 - 1453, ISSN: 1051-8223
- [11] Long, Hu Fa Li Zhi, Xiao Zhong, Zhang Yuan Numerical Simulation of NMR Logging Tools Antenna, *Antennas, Propagation & EM Theory*, 2006. ISAPE '06. 7th International Symposium on, Oct. 2006, pp. 1 - 3, China
- [12] Reulet, P. Nortershauser, D. Millan, P. Inverse method using infrared thermography for surface temperature and heat flux measurements, *Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 2003. ICIASF '03. 20th International Congress on*, 25-29 Aug. 2003, pp. 118 - 126.
- [13] J. Thomas Vaughan, David N. Haupt, Paul J. Noa, J. Michael Vaughn, and Gerald M. Pohost, RF Front End for a 4.1 Tesla Clinical NMR Spectrometer, *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, Vol. 42, Issue. 4, August 1995, pp.1333-1337.
- [14] Ansys User's Manual. Huston (USA): Svason Analysys System, Inc., 1994-2006.
- [15] Fiala, P., Kroutilová, E., Steinbauer, M., Hadinec, M., Batrusek, K. Inversion Reconstruction of Signals Measured by the NMR Techniques. *PIERS 2007 Proceedings*, www.piers.org, Praha, Czech Republic, 27.-30.8. 2007, ISSN: 1559-9450
- [16] Steinbauer, M., Kroutilová, E. Measurement of Weakly Magnetic Material Using New MR Technique. In *Applied Electronics 2006*. Pilsen, Czech Republic: University of West Bohemia Department of Applied Electronics and Telecommunications Univerzita 8306 14 Pilsen Czech Republic, 2006. s. 87-91. ISBN: 80-7043-442-2.
- [17] Kroutilová, E., Steinbauer, M., Batrusek, K. Measurement and simulation of material influence in MR tomography. In *Proceedings of the International Workshop ISEP - UTEE 3*. - 6. 9. 2006 Paris. L'Institut Supérieur d'Electronique de Paris, Paris, France: L'Institut Supérieur d'Electronique de Paris, Paris, France, 2006. s. 87-92. ISBN: 80-214-3250-0.
- [18] Hadinec, M., Fiala, P., Kroutilová, E., Steinbauer, M., Batrusek, K. Magnetic field approximation in MR tomography. *Progress In Electromagnetics*, 2007, roč. 1, č. 1, s. 1-5. ISSN: 1559-9450.
- [19] Batrusek, K. Speciální metody měření difúzních koeficientů metodami nukleární magnetické resonance. n. n. Brno: VUTIUM, 2007. 21 s. ISBN: 978-80-214-3379-3.
- [20] Batrusek, K., Dokoupil, Z. Magnetic Resonance Diffusion Measurement Method in Heterogenous Systems. In *Modern Development of Magnetic Resonance*. 1. Kazan, Russian Federation: Zavoisky Physical Technical Institute Kazan, 2007. s. 142-143.
- [21] Sadhukhan, S., Dutta, T., Tarafdaret, S. Pore structure and conductivity modelled by bidisperse ballistic deposition with relaxation. *Modelling and Simulation in Material Science and Engineering*. ISSN: 0965-0393, Volume 15, Number 7, October 2007, doi:10.1088/0965-0393/15/7/005