



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE**

**FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC
TECHNOLOGY**

ELEKTRO-HYDRODYNAMICKÝ MODEL PRO BIOIMPEDANČNÍ PLETYSMOGRAFIÍ

AN ELECTRO-HYDRODYNAMIC MODEL FOR BIOIMPEDANCE PLETHYSMOGRAPHY

ZKRÁCENÁ VERZE DIZERTAČNÍ PRÁCE
SHORT VERSION OF DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. PETR VYROUBAL

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. JIŘÍ MAXA, Ph.D.

KLÍČOVÁ SLOVA

Elektro-hydrodynamika, bioimpedance, pletysmograf, model, hyperelasticita, neneutonská kapalina.

KEY WORDS

Electro-hydrodynamics, bioimpedance, plethysmograph, model, hyperelasticity, non-newtonian fluid.

NÁZEV PRACOVIŠTĚ

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektrotechnologie.

OBSAH

1 ÚVOD.....	5
2 CÍLE DIZERTACE	6
3 FYZIKÁLNÍ MODEL.....	7
3.1 Model úlohy	7
3.2 Maxwellovy rovnice	8
3.3 Model proudění tekutiny	10
3.4 Model teplotního pole pro krevní řečiště	11
3.5 Model mechanických deformací	11
3.6 Model teplotního pole pro cévní stěnu	13
3.7 Model proudového pole	13
3.8 Model elektrického pole.....	14
3.9 Model elektromagnetického pole.....	14
3.10 Proudové pole v kombinaci s elektrickým obvodem	15
3.11 Interakce kontinuí	16
4 VYHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ A POROVNÁNÍ MODELU S REÁLNÝM MĚŘENÍM	17
4.1 vedení vysokofrekvenčního proudu krví.....	17
4.2 Shrnutí.....	23
5 ZÁVĚR.....	24
ABSTRACT	30

1 ÚVOD

Pro analýzu složení lidského těla a pro komplexní posouzení zdravotního stavu pacienta se v klinické praxi používají různé metody bioelektrické impedanční analýzy (BIA), neboli měření takzvané bioimpedance.

Jednou z možností jak bioimpedanční data využít je oblast impedanční pletysmografie, někdy označované také jako reografie, která využívá měření změn elektrické vodivosti tkáně při jejím různém prokrvení. Impedanční pletysmografické křivky jsou využívány v oblasti komplexní diagnostiky stavu lidského organismu a mají velký význam v kardiografii pro klasifikaci základních charakteristik kardiovaskulárního systému a používají se v diagnostice srdečních onemocnění. Jsou zaznamenávány objemové změny tkání při průchodu vysokofrekvenčního elektrického proudu. Impedanční křivka pak neodráží pouze změny srdečního výdeje¹, ale také vlastnosti cév, zejména jejich pružnost.

Definice pružnosti cév může být interpretována dvěma způsoby. Z pohledu mechaniky je to přeměna kinetické energie krevního proudu v energii potenciální, tedy napětí cévní stěny. Z pohledu biomechaniky je to schopnost cév reagovat na změny krevního tlaku při systole a diastole.

Ověření, že impedanční křivka odráží pružnost cév, je založeno na teoretickém předpokladu, že krev, jejíž vodivost podstatně přispívá k vodivosti tkání, tyto tkáně různě zaplňuje v různých okamžicích tepové periody, tudíž vliv objemových změn na změny impedance tkáně vyplývá z této skutečnosti.

Jednou z cest, jak tento předpoklad ověřit prakticky je pomocí numerického modelu. V současnosti je člověk schopen pomocí numerického modelování řešit široké spektrum robustních a sdružených úloh z technické praxe definovaných pomocí parciálních diferenciálních rovnic. Jako matematický aparát slouží k tomuto řešení, dnes nejrozšířenější, metoda konečných prvků (MKP) a metoda konečných objemů (MKO).

Tvorba globálního modelu je velmi náročná a stává se z několika částí. Zadání geometrických oblastí a jejich rozdělení na konečný počet prvků/objemů a uzlů sítě se nazývá geometrický model, sestavení diferenciálních rovnic s definicemi vlastností funkcí na rozhraní je modelem fyzikálním a řešení funkcionálu diferenciálních rovnic a převedení diferenciálních rovnic diskretizované sítě konečných prvků/objemů na soustavu algebraických rovnic je modelem matematickým.

MKP a MKO umožňují simulovat chování daného systému ve statickém nebo dynamickém stavu. Navíc konečně-prvkový model může být spjat s elektrickým modelem, popsáním rovnicemi elektrických obvodů a vytvořit tak model kombinovaný.

Numerické řešení je v zásadě dostupné pro každou matematicky popsanou úlohu, jakékoliv geometrie a jakkoliv komplikovanou, toto je však omezeno kapacitou dostupného hardware a časovými nároky na výpočet. Výsledky numerického řešení

¹ Srdeční výdej (minutový srdeční výdej) – objem krve vypuzené levou srdeční komorou za jednu minutu.

se vztahují jen ke konkrétní úloze a jakékoliv úpravy a optimalizace vyžadují opakování celého procesu tvorby a řešení modelu.

Sdružený model musí respektovat elektrické i mechanické vlastnosti tkání, neboť fyzikálně dochází k interakci pružného tělesa, popsaného konstitutivním modelem pro hyperelastický materiál, s nestlačitelnou tekutinou, která vykazuje neneutonské chování a elektrického (resp. proudového) pole. Elektrické vlastnosti obou kontinuí jsou navíc frekvenčně závislé. A právě touto problematikou se zabývá elektrohydrodynamika (EHD).

Mechanika kapalin (hydrodynamika) se až do nedávna omezovala na problémy, kde se neuplatňovalo elektrické ani magnetické pole. Existence kapalin, u nichž se projevuje interakce s elektrickým (nebo magnetickým) polem, dala impuls pro vývoj aplikací (technických, biochemických, lékařských, aj.) a do budoucna lze očekávat nárůst jejich využití pro průmysl.

Elektrohydrodynamika (EHD) zkoumá silové interakce mezi elektrickým polem a elektricky polarizovatelnou kapalinou, naproti tomu magnetohydrodynamika (MHD) zkoumá silové (Lorentzovské) interakce mezi magnetickým polem a kapalinou, kterou prochází elektrický proud. Posledním zástupcem je ferohydrodynamika (FHD), která pak zkoumá interakci mezi magnetickým polem a magneticky polarizovatelnou, elektricky nevodivou kapalinou.

A právě díky rychlému rozvoji výpočetní techniky a možností segmentace a paralelizace výpočetních algoritmů, je možné řešit sdružené úlohy elektromagnetických polí, teplotních polí, polí mechanických deformací, tlakových polí v tekutině, jejich kombinace a interakce, rychle a efektivně.

Jsou používány přímé a nepřímé metody řešení těchto polí. Nepřímá metoda spočívá v definici společné veličiny, díky které jsou vyjádřeny vazby mezi parciálními diferenciálními rovnicemi polí, a řešení je prováděno v několika krocích. Naopak přímá metoda tkví v tom, že za pomoci společné veličiny jsou sestaveny vazební rovnice a řešení je provedeno v jednom kroku.

Po vytvoření a ověření takového modelu pomocí experimentu, lze na model fitovat data získaná z konkrétních pacientů a získat tak z modelu data experimentálním měřením nedosažitelná.

2 CÍLE DIZERTACE

Současný vývoj v řešení fyzikálních úloh z lékařské technické praxe týkající se proudění krve v cévách se zaměřuje na důslednou formulaci úlohy pomocí parciálních diferenciálních rovnic.

Předkládaná dizertační práce si klade za cíl:

- Odvodit vztahy, které formálně správně popisují závislost mezi relativní změnou impedance a relativní změnou průměru tepny.
- Vytvořit model, který principiálně správně popisuje pole (mechanických deformací, tlakové pole proudění, elektrické, teplotní) v cévní stěně, která je zatížena krevním tlakem a procházejícím elektrickým proudem.

skalární funkce φ , T_e , a tenzorové funkce $\bar{\gamma}$, $\bar{\epsilon}$, $\bar{\mu}$, \bar{k} , \bar{T} , \bar{F} , \bar{C} , \bar{e} , \bar{e}_{T_e} , \bar{S} . Dále předpokládáme, že skalární, vektorové a tenzorové funkce jsou spojitými funkcemi polohy a času ve všech bodech Ω a mají spojitě derivace v prostoru i čase [2].

Tlakové pole krevního řečiště působí silou na tepennou stěnu, která se deformuje a pokud budeme uvažovat, že velmi malá část elektrického proudu bude procházet i tepennou stěnou, je nutné zahrnout tento jev do deformace elastické stěny, neboť proud procházející vodičem způsobuje ohřev vodiče (Joulovo teplo), které může mít vliv na mechanické vlastnosti tělesa, zejména tedy na deformaci (teplotní roztažnost materiálů).

3.2 MAXWELLOVY ROVNICE

Řešení elektro-hydrodynamického problému na úrovni spojitého kontinua vyžaduje řešení Maxwellových rovnic. Fundamentální tvar rovnic v diferenciálním tvaru a v symbolicko-komplexním tvaru (díky harmonickému signálu) je [3]:

Zákon celkového proudu, zobecněný Ampérův zákon:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad \text{rot } \hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{J}} + j\omega \hat{\mathbf{D}} \quad (3.1)$$

Tedy rotace vektoru intenzity magnetického pole \mathbf{H} [A/m] je rovna hustotě vodivého proudu \mathbf{J} [A/m²] a hustotě posuvného (Maxwellova) proudu $\partial \mathbf{D} / \partial t$ (resp. dielektrického proudu), kde \mathbf{D} je vektor elektrické indukce [C/m²].

Zákon elektromagnetické indukce, Faradayův indukční zákon:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad \text{rot } \hat{\mathbf{E}} = -j\omega \hat{\mathbf{B}} \quad (3.2)$$

Rotace vektoru intenzity elektrického pole \mathbf{E} [V/m] je rovna záporně vzaté derivaci magnetické indukce \mathbf{B} [T]. To znamená, že elektrické a magnetické pole jsou spolu jednoznačně svázány.

Gaussův zákon elektrostatiky

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho \quad \text{div } \hat{\mathbf{D}} = \hat{\rho} \quad (3.3)$$

Jedná se o Poissonovu rovnici, která říká, že divergence vektoru elektrické indukce \mathbf{D} je rovna objemové hustotě volného náboje ρ [C/m³]. Zdrojem elektrického pole je tedy náboj.

V prostředí bez přítomnosti volných nábojů je pravá strana rovna nule a rovnice tak přechází na Laplaceovu rovnici:

$$\text{div } \mathbf{D} = 0 \quad \text{div } \hat{\mathbf{D}} = 0 \quad (3.4)$$

Zákon spojitosti indukčního toku

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad \text{div } \hat{\mathbf{B}} = 0 \quad (3.5)$$

Divergence vektoru magnetické indukce \mathbf{B} je rovna nule. To znamená, že neexistují magnetické monopóly (hypotetická elementární částice, která nese magnetický náboj).

Rovnice kontinuity je ve tvaru:

$$\operatorname{div} \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad \operatorname{div} \hat{\mathbf{J}} + j\omega \hat{\rho} = 0 \quad (3.6)$$

Na základě těchto rovnic jsou popsány všechny vztahy a zákonitosti elektromagnetického pole. Tento systém rovnic, však musí být nadále doplněn konstitutivními vztahy, které definují vazbu s materiálovými vlastnostmi.

$$\begin{aligned} \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = (1 + \chi_e) \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E} & \hat{\mathbf{D}} &= \varepsilon_0 \varepsilon^*(\omega) \hat{\mathbf{E}} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = (1 + \chi_m) \mu_0 \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} & \hat{\mathbf{B}} &= \mu_0 \mu^*(\omega) \hat{\mathbf{H}} \\ & & & = \mu_0 \mu^*(\omega) \hat{\mathbf{H}} \\ \mathbf{J} &= \gamma \mathbf{E} & \hat{\mathbf{J}} &= \gamma(\omega) \hat{\mathbf{E}} \end{aligned} \quad (3.7)$$

kde χ_e [-] je elektrická susceptibilita, χ_m [-] je magnetická susceptibilita, ε [F/m] je permitivita a μ [H/m] je magnetická permeabilita materiálu, \mathbf{P} je vektor polarizace, \mathbf{M} je vektor magnetizace a γ [Ω/m] je měrná elektrická vodivost. Veličiny ε_r^* a μ_r^* jsou komplexní permitivita a permeabilita.

Při harmonické simulaci je nutno uvažovat ztrátové vlastnosti materiálů. V případě komplexní permitivity:

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega) \quad \tan \delta_e(\omega) = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)} \quad (3.8)$$

V případě komplexní permeability:

$$\mu^*(\omega) = \mu'(\omega) - j\mu''(\omega) \quad \tan \delta_m(\omega) = \frac{\mu''(\omega)}{\mu'(\omega)} \quad (3.9)$$

kde $\varepsilon'(\omega)$ a $\mu'(\omega)$ jsou reálné složky komplexní permitivity a permeability, $j\varepsilon''(\omega)$ a $j\mu''(\omega)$ jsou imaginární složky komplexní permitivity a permeability, ω je úhlový kmitočet [rad/s].

Pro vyjádření kmitočtové závislosti komplexní permitivity a permeability se využívá Debyeho (pro permitivitu) a Lorentzova (pro permeabilitu) modelu [4]:

$$\begin{aligned} \varepsilon^*(\omega) &= \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau(\omega)} \\ \mu^*(\omega) &= 1 + \frac{\mu_s - 1}{(1 + j\omega\tau(\omega))^2} \end{aligned} \quad (3.10)$$

kde ε_∞ je permitivita při $\omega \rightarrow \infty$, ε_s a μ_s je statická permitivita a permeabilita, τ je relaxační doba [s].

Permeabilita tepenné stěny je díky vysokému obsahu vody v tkáních přibližně 0,999991 naopak krev, která je vedena tepnami, je obohacena o velké množství kyslíku a její permeabilita je přibližně 1,000001 [5].

Vektor objemových sil, který působí na částici v kapalině, kterou prochází elektrický proud, se nazývá Lorentzova síla a je definována jako:

$$\mathbf{f}_e(\mathbf{x}, y, z, \mathbf{v}, t, q) = q[\mathbf{E}(\mathbf{x}, y, z, t) + \mathbf{v} \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, y, z, t)] \quad (3.11)$$

kde q je elektrický náboj částice [C].

Pro kontinuální tekutinu platí:

$$\mathbf{f}_e(x, y, z, t) = \frac{d\mathbf{F}}{dV} = \mathbf{J}(x, y, z, t) \times \mathbf{B}(x, y, z, t) \quad (3.12)$$

kde vektor proudové hustoty \mathbf{J} vychází z rovnice:

$$\mathbf{J} = \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.13)$$

3.3 MODEL PROUDĚNÍ TEKUTINY

Základní rovnice popisující proudění nestlačitelné (neboť krev je uvažována jako nestlačitelná) vazké kapaliny jsou Stokes-Navierova rovnice a rovnice kontinuity pro ve tvaru [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla p + \eta(\dot{\gamma})^{(1)} \Delta \mathbf{v} + \mathbf{f} \\ \text{pro } t \in (0, T) \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &= 0 \quad \text{pro } t \in (0, T) \end{aligned} \quad (3.14)$$

kde \mathbf{v} je vektor rychlosti proudění kapaliny, t je čas, \mathbf{f} je součet objemových sil (často jen tíhová), p je tlak [Pa], ρ je měrná hustota [kg/m^3], η je dynamická viskozita [$\text{Pa} \cdot \text{s}$]. Poměr η/ρ , který vystupuje ve výše uvedené rovnici, je označován jako ν a nazývá se kinematická viskozita.

Operátor nabla a Laplaceův operátor jsou definovány jako:

$$\begin{aligned} \nabla &= \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right) \\ \Delta &= \nabla \cdot \nabla = \nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2}, \frac{\partial^2}{\partial x_2^2}, \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} \right) \end{aligned} \quad (3.15)$$

Složky vektoru rychlosti \mathbf{v} jsou definovány jako:

$$\mathbf{v} = (v_1, v_2, v_3) \quad (3.16)$$

Celková objemová síla je vyjádřena jako:

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_e + \rho \mathbf{f}_0 \quad (3.17)$$

kde \mathbf{f}_e je vektor sil způsobený elektrickým modelem a $\rho \mathbf{f}_0$ může vyjadřovat například gravitační sílu.

Substitucí vztahu (3.12) do vztahu (3.14) získáme EHD model proudění krve v cévách, kde za vektory \mathbf{B} a \mathbf{J} provedeme substituci z předcházejících vztahů.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla p + \eta(\dot{\gamma})^{(1)} \Delta \mathbf{v} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{f}_0 \\ \text{pro } t \in (0, T) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Počáteční podmínky pro rychlost jsou:

$$\mathbf{v}(t_0, x, y, z) = \mathbf{v}_0(x, y, z) \quad t_0 = 0, (x, y, z) \in \Omega \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}(t_0, x, y, z)}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{v}_0(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.20)$$

3.4 MODEL TEPLOTNÍHO POLE PRO KREVNÍ ŘEČIŠTĚ

Ve většině publikovaných studií je uvažováno izotermické proudění (neboť se předpokládá, že změna teploty krve je zanedbatelná v rámci výpočtové oblasti Ω_F , a tedy rovnice energie, vyjadřující zákon zachování energie není v modelech uvažována).

Při konstrukci EHD modelu, je však nutné brát do úvahy tepelné ztráty způsobené průchodem elektrického proudu danou oblastí a tedy vznik Joulova tepla. Rovnice energie vychází z prvního zákona termodynamiky a je ve tvaru:

$$\frac{\partial(\rho h_{\text{tot}})}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} h_{\text{tot}}) = \nabla(\kappa \nabla T) + \nabla(\mathbf{v} \tau) + \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (3.21)$$

kde $\nabla(\mathbf{v} \tau)$ reprezentuje práci viskózních sil, T je teplota, $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ reprezentuje zdroj energie způsobený ohřevem průchodem elektrického proudu (indukční ohřev), κ je tepelná vodivost [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$] a h_{tot} je entalpie ze vztahu:

$$h_{\text{tot}} = h + \frac{1}{2} \mathbf{v}^2 \quad (3.22)$$

kde $h(T, p)$ je statická entalpie.

Počáteční podmínky pro teplotu jsou:

$$T(t_0, x, y, z) = T_0(x, y, z) \quad t_0 = 0, (x, y, z) \in \Omega \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial T(t_0, x, y, z)}{\partial t} = \frac{\partial T_0(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.24)$$

3.5 MODEL MECHANICKÝCH DEFORMACÍ

Pro statickou rovnováhu tělesa platí vztah [3]:

$$\mathbf{F}_s + \nabla \cdot \bar{\mathbf{T}} = 0 \quad (3.25)$$

kde $\bar{\mathbf{T}}$ jsou složky tenzoru napětí, které jsou lineární kombinací složek tenzoru deformace a \mathbf{F}_s je celková objemová síla, která je vyjádřena jako:

$$\mathbf{F}_s = \mathbf{f}_0 + \mathbf{f} + \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad t \in (0, T), x \in \Omega_S \quad (3.26)$$

kde ρ je hustota materiálu v daném stavu tělesa a \mathbf{u} je vektor posunutí. Síla \mathbf{f}_0 pak představuje vektor objemových sil v modelu, kterými působí kapalina na pružnou cévní stěnu.

Měrná objemová síla \mathbf{f} , která je tvořena pouze složkou proudového a magnetického pole, je vyjádřena jako vektorový součin:

$$\mathbf{f} = \mathbf{J}(x, y, z, t) \times \mathbf{B}(x, y, z, t) \quad (3.27)$$

Při použití lineárně elastického izotropního materiálu je tenzor napjatosti popisující závislost mezi napětím a deformací pružného tělesa ve tvaru [7]:

$$\bar{\mathbf{T}} = \bar{\mathbf{C}} \cdot \bar{\mathbf{e}} \quad (3.28)$$

kde $\bar{\mathbf{C}}$ je tenzor tuhosti. Tenzor měrných deformací $\bar{\mathbf{e}}$ lze vyjádřit jako:

$$\bar{\mathbf{e}} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} & \frac{\partial u_x}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial x} & \frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ \frac{\partial u_x}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial y} & \frac{\partial u_y}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial y} \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} & \frac{\partial u_y}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial y} & \frac{\partial u_z}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

Dosazením tenzoru napjatosti (3.15) a měrné síly (3.26) do vztahu (3.25) a jeho následným rozepsáním, získáme rovnici [8]:

$$(\lambda + 2G)\nabla\nabla \cdot \mathbf{u} + G \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F}_s = 0 \quad (3.30)$$

kde veličina G se nazývá modul pružnosti ve smyku, protože udává deformace, které jsou způsobeny tečnými (smykovými) napětími. Veličina λ nemá jednoduchý fyzikální význam.

Při použití lineární elasticity ji lze určit pomocí veličin E a σ . Kde E je modul pružnosti v tahu (poměr čistě podélného napětí k prodloužení, které působí na jednotce délky) a σ je Poissonova konstanta (poměr příčného stlačení k podélnému prodloužení tělesa namáhaného v tahu), která je z intervalu 0 až 0,5 (u měkkých biologických tkání 0,45 – 0,499).

$$\lambda = \frac{E\mu}{(1 + \sigma)(1 - 2\sigma)} \quad \text{a} \quad G = \frac{E}{2(1 + \sigma)} \quad (3.31)$$

Doplněním rovnice (3.30) o vztah (3.27) získáme nový tvar:

$$(\lambda + 2G)\text{grad div } \mathbf{u} - G \text{rot rot } \mathbf{u} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \mathbf{f}_0 = 0 \quad (3.32)$$

Při uvažování velkých deformací je nutné v rovnici rovnováhy použít jiné vztahy pro závislosti mezi napětím a deformací [9].

$$\mathbf{F}_s + \nabla \cdot \bar{\mathbf{T}} = 0 \quad (3.33)$$

Tenzor napjatosti je ve tvaru:

$$\bar{\mathbf{T}} = J^{-1} \bar{\mathbf{F}} \cdot \bar{\mathbf{S}} = 0 \quad (3.34)$$

kde $\bar{\mathbf{F}}$ je deformační gradient, determinant Jacobiho matice $J = \det \bar{\mathbf{F}}$ [9].

$$\bar{\mathbf{S}} = \frac{\partial W_d}{\partial \bar{\mathbf{F}}} = \frac{\partial W_d}{\partial \bar{\mathbf{E}}} = 2 \frac{\partial W_d}{\partial \bar{\mathbf{C}}} \quad (3.35)$$

Pro jednoznačné určení energie napjatosti je nutné pracovat se vzájemně si odpovídajícími tenzory napětí a přetvoření. Tyto dvojice tenzorů se nazývají energeticky konjugované tenzory, jsou jimi například:

- 1) Piola-Kirchhoffův tenzor napětí 2. druhu ($\bar{\mathbf{S}}$)
- 2) Green-Lagrangeův tenzor konečných přetvoření ($\bar{\mathbf{E}}$)
- 3) pravý Cauchy-Greenův tenzor konečných přetvoření ($\bar{\mathbf{C}}$)

Doplněním rovnice (3.33) o vztah (3.25), (3.27), (3.33) a (3.34) získáme tvar pro elektro-hydrodynamický model deformace tepenné stěny, přičemž dále předpokládáme, že materiál tepenné stěny je izotropní a nestlačitelný:

$$\nabla \left(J^{-1} \bar{\mathbf{F}} \cdot \frac{\partial W_d^{(3)}}{\partial \bar{\mathbf{F}}} \right) + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \mathbf{f}_0 = 0 \quad (3.36)$$

Počáteční podmínky pro měrná posunutí jsou:

$$\mathbf{u}(t_0, x, y, z) = \mathbf{u}_0(x, y, z) \quad t_0 = 0, (x, y, z) \in \Omega \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}(t_0, x, y, z)}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{u}_0(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.38)$$

3.6 MODEL TEPLOTNÍHO POLE PRO CÉVNÍ STĚNU

Teplotní pole v cévní stěně je odvozeno z prvního zákona termodynamiky:

$$\operatorname{div}(\bar{\mathbf{k}} \cdot \operatorname{grad} T_e) + q = \rho \cdot c \cdot \frac{\partial T_e}{\partial t} \quad (3.39)$$

kde T_e je teplota v bodě, q je zdroj tepla, $\bar{\mathbf{k}}$ je tenzor součinitelů teplotní vodivosti prostředí, c je měrné skupenské teplo a ρ je hustota prostředí.

Pro doplnění je ještě nutno uvést tenzor popisující deformace změnou teploty. Teplotní závislost je vyjádřena jako:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{e}}_{T_e}(T_e, x, y, z, t) &= \begin{bmatrix} \alpha_{F_x} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{F_y} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{F_z} \end{bmatrix} \Delta T_e(x, y, z, t) \\ &+ \begin{bmatrix} \beta_{F_x} & 0 & 0 \\ 0 & \beta_{F_y} & 0 \\ 0 & 0 & \beta_{F_z} \end{bmatrix} \Delta T_e^2(x, y, z, t) \end{aligned} \quad (3.40)$$

kde α , β jsou teplotními součiniteli.

Počáteční podmínky pro teplotu jsou:

$$T_e(t_0, x, y, z) = T_{e0}(x, y, z) \quad t_0 = 0, (x, y, z) \in \Omega \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial T_e(t_0, x, y, z)}{\partial t} = \frac{\partial T_{e0}(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.42)$$

3.7 MODEL PROUDOVÉHO POLE

Bez přítomnosti volných nábojů přejde rovnice kontinuity (3.6) do tvaru:

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = 0 \quad (3.43)$$

Pokud aplikujeme Ohmův zákon v diferenciálním tvaru, rovnice (3.7) bude:

$$\operatorname{div} \gamma \mathbf{E} = 0 \quad (3.44)$$

Vektor intenzity elektrického pole \mathbf{E} lze zapsat pomocí skalárního elektrického (φ) a magnetického vektorového (\mathbf{A}) potenciálu:

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \quad (3.45)$$

Substitucí rovnice (3.45) do (3.44) je výsledná rovnice kontinuity ve tvaru:

$$\text{div} \left(\gamma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \right) + \text{div}(-\gamma \cdot \text{grad } \varphi) = 0 \quad (3.46)$$

Počáteční podmínky pro skalární a vektorový potenciál jsou ve tvaru:

$$\varphi(t_0, x, y, z) = \varphi_0(x, y, z) \quad t_0 = 0, (x, y, z) \in \Omega \quad (3.47)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}(t_0, x, y, z)}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{A}_0(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.48)$$

3.8 MODEL ELEKTRICKÉHO POLE

Popis elektrického pole vychází z rovnic (3.2) a (3.3) a v nestacionárním poli jej lze vyjádřit pomocí skalárního elektrického a magnetického vektorového potenciálu, dosazením z konstitutivních rovnic (3.7) získáme úpravou finální rovnici:

$$\text{div} \left(\varepsilon \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \right) + \text{div}(-\varepsilon \cdot \text{grad } \varphi) = 0 \quad (3.49)$$

Počáteční podmínky pro skalární a vektorový potenciál jsou ve tvaru:

$$\varphi(t_0, x, y, z) = \varphi_0(x, y, z) \quad t_0 = 0, (x, y, z) \in \Omega \quad (3.50)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}(t_0, x, y, z)}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{A}_0(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.51)$$

3.9 MODEL ELEKTROMAGNETICKÉHO POLE

Popis elektromagnetického pole vychází z Maxwellovy rovnice:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J}_{\text{vp}} + \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.52)$$

kde \mathbf{J}_{vp} je příspěvek proudové hustoty od vířivých proudů. Materiálové vztahy pro \mathbf{D} a \mathbf{H} jsou definovány v kapitole 3.2 (rovnice (3.7)). Proudová hustota od vířivých proudů je podle Ohmova zákona:

$$\mathbf{J}_{\text{vp}} = \gamma \mathbf{E} \quad (3.53)$$

Z vlastností magnetického pole je:

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (3.54)$$

Magnetická indukce lze vyjádřit pomocí magnetického vektorového potenciálu:

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (3.55)$$

Rovnici (3.1) můžeme vyjádřit:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.56)$$

Dosazením konstitutivních vztahů za \mathbf{B} a \mathbf{H} do rovnice (3.56) a využitím vektorových identit, získáme rovnici pro kvazi-stacionární ustálený stav ($\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = 0$):

$$\text{div} \left(\frac{1}{\mu} \text{div } \mathbf{A} \right) = \gamma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times (\text{rot } \mathbf{A})) \quad (3.57)$$

Počáteční podmínky pro skalární a vektorový potenciál jsou:

$$\mathbf{A}(t_0, x, y, z) = \mathbf{A}_0(x, y, z) \quad t_0 = 0, (x, y, z) \in \Omega \quad (3.58)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}(t_0, x, y, z)}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{A}_0(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.59)$$

$$\varphi(t_0, x, y, z) = \varphi_0(x, y, z) \quad t_0 = 0, (x, y, z) \in \Omega \quad (3.60)$$

$$\frac{\partial \varphi(t_0, x, y, z)}{\partial t} = \frac{\partial \varphi_0(x, y, z)}{\partial t} \quad (3.61)$$

3.10 PROUDOVÉ POLE V KOMBINACI S ELEKTRICKÝM OBVODEM

Jelikož měřicí a měřený signál prochází přes buněčné membrány a okolní tkáň, je nutné model doplnit o impedanci okolí. Tato se dá nahradit konečnou impedancí Z_T , která v sobě skrývá elektrický obvod, který reprezentuje okolní prostředí a respektuje dané materiálové vlastnosti [10].

Při respektování kapacitních vlastností organických struktur, které se chovají jako biologické kondenzátory, lze tuto impedanci chápat jako vnější obvod (vůči konečně-prvkovému a konečně-objemovému modelu), který modeluje okolní tkáň, (resp. jejich elektrické vlastnosti) membrány, ICT a ECT tekutiny, který se dá se popsat pomocí okamžitých hodnot napětí $u(t)$ a proudu $i(t)$.

Impedance Z je připojena na uzel sítě MKP modelu tepny a je popsána a rozepsána na reálnou část reprezentovanou reálným odporem R a imaginární část charakterizovanou kapacitou C . Vektor proudové hustoty \mathbf{J} ve vodiči s průřezem S_V , kterým protéká okamžitá hodnota proudu $i(t)$, resp. i pro $t = \text{konstanta}$, je:

$$\mathbf{J} = \frac{i}{S_V} \mathbf{n} \quad (3.62)$$

kde $S_V = \pi r^2$, \mathbf{n} je normálový vektor.

Pomocí integrálních veličin popisujících elektrický obvod je vyjádřen rozdíl skalárního potenciálu $\Delta\varphi$ na jednotku délky vodiče (tepny):

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta l} = \frac{(Ri + \frac{1}{C} \int i dt)}{\Delta l} \quad (3.63)$$

Vektor proudové hustoty \mathbf{J} zapsaný ze strany diferenciálního popisu modelu:

$$\mathbf{J} = \frac{i}{\int_{S_V} \pi r^2 dS} \mathbf{n} \quad (3.64)$$

Pomocí potenciálů vyjádříme vektor proudové hustoty \mathbf{J} :

$$\mathbf{J} = \gamma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \right) \quad (3.65)$$

kde γ je měrná vodivost prostředí. Pak okamžitá hodnota proudu, který vytéká z těla ven je:

$$i = \int_{S_V} \pi r^2 \gamma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \right) \mathbf{n} dS \quad (3.66)$$

Dosazením změny skalárního potenciálu podle délky vodiče získáme vztah:

$$\left(Ri + \frac{1}{C} \int_0^t i dt \right) = \int_{S_V} \pi r^2 \gamma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \right) \mathbf{n} d\Omega \quad (3.67)$$

3.11 INTERAKCE KONTINUÍ

Na společné hranici interakce Γ_{SF} musí být splněny podmínky dotyku obou kontinuí:

$$\Omega_S \mathbf{u}_i(x, y, z, t) = \Omega_F \mathbf{u}_i(x, y, z, t) \quad t \in (0, T); x, y, z \in \Gamma_{SF} \quad (3.68)$$

Na společné hranici interakce Γ_{SF} musí být splněny podmínky stejné rychlosti obou kontinuí:

$$\Omega_S \mathbf{v}_i(x, y, z, t) = \Omega_F \mathbf{v}_i(x, y, z, t) \quad t \in (0, T), x \in \Gamma_{SF} \quad (3.69)$$

Na oblasti Ω_S hledáme funkci $\mathbf{u}_i(x, y, z, t)$ a na oblasti Ω_F funkce $\{\mathbf{v}_i(x, y, z, t), p(x, y, z, t)\}$ takové, aby byl splněn systém rovnic a podmínek definujících pohyb pružného tělesa, resp. tekutiny a současně vyhovovali výše uvedeným kontaktním podmínkám.

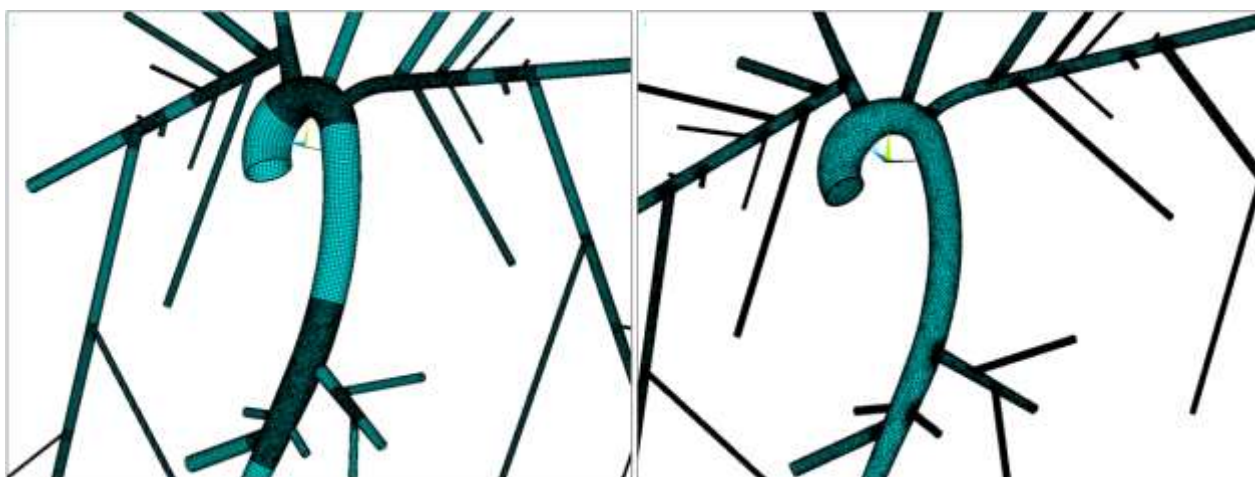
S ohledem na komplikovanost sdružené, multifyzikální úlohy a potřebu se zachování plné parametrizace geometrického a funkcionality výpočetního modelu pro každý typ analýzy, byl zvolen pro řešení takto robustní úlohy systém ANSYS 15.

Systém umožňuje na jednom výpočetním modelu provádět více typů analýz založených na rozdílných fyzikálních principech, integruje tedy rozdílné typy analýz do jednoho uživatelského prostředí. Řešení mechaniky pružného tělesa je numericky založeno na metodě konečných prvků (MKP), naproti tomu mechanika tekutin je řešena metodou konečných objemů (MKO).

Úloha je řešena jako trojrozměrná v kartézském souřadném systému.

ANSYS Workbench neumožňuje přímo vkládat prvky elektrického obvodu a vyhodnocovat výsledky přímo v uzlových bodech výpočtové sítě v MKP² a MKO³ modelu, je tedy nutné celou úlohu transportovat a následně řešit v klasickém prostředí ANSYS APDL (ANSYS Parametric Design Language), druhou možností je řešit elektrickou část v ANSYS MAXWELL a výsledky předávat ANSYS Mechanical a následně dynamiku tekutin řešit v ANSYS CFX nebo FLUENT.

Jelikož je nutné při simulaci využít dva řešiče, z nichž každý řeší svou část mechaniky (pružné těleso/tekutina) a přes společnou hranici si navzájem předávají výsledky, je nutno modelovat cévní stěnu a krevní řečiště jako samostatné geometrie, které jsou spojeny ve výsledné sestavě (Obrázek 3.2)



Obrázek 3.2: Diskretizovaný model cévní stěny a krevního řečiště.

4 VYHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ A POROVNÁNÍ MODELU S REÁLNÝM MĚŘENÍM

Na tomto místě budou uvedeny důležité závěry dizertační práce.

4.1 VEDENÍ VYSOKOFREKVENČNÍHO PROUDU KRVÍ

Vysokofrekvenční elektrické proudy při kmitočtech vyšších jak 100 kHz již nemají pro lidský organismus žádné dráždivé účinky v důsledku toho, že působící impuls vf proudu trvá mnohem kratší dobu, než je doba potřebná k vyvolání podráždění.

Mechanismus biologického účinku vf proudu spočívá v přeměně absorbované energie v teplo – polární molekuly v organismu se účinkem vf proudu rytmicky pohybují a tím přeměňují absorbovanou energii v teplo - dielektrický ohřev [11].

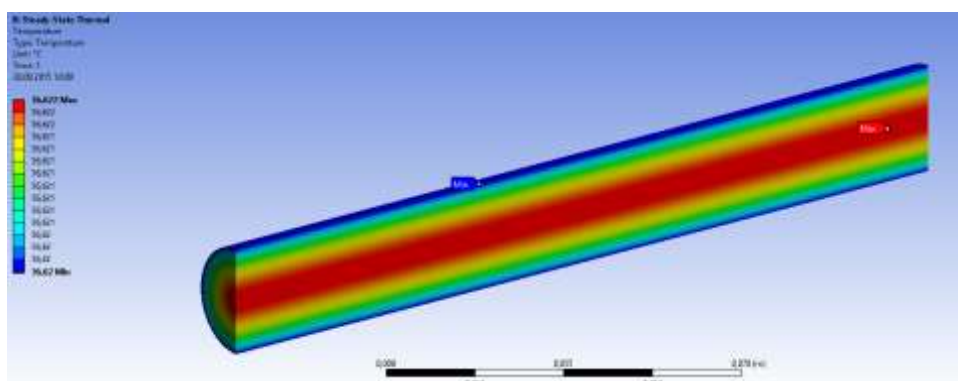
U vysokofrekvenčních proudů (cca 100 kHz) se již neprojevují žádné dráždivé účinky elektrického proudu (ty se projevují nejvíce při frekvencích do 100 Hz, kdy hrozí při průchodu proudu přes srdeční sval fibrilace), proud má účinky ryze teplené.

² MKP – Metoda konečných prvků, v anglické literatuře označována jako FEM (Finite Element Method).

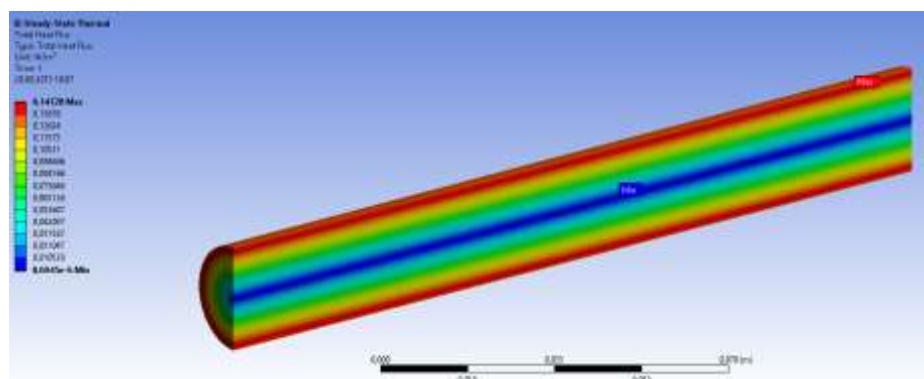
³ MKO – Metoda konečných objemů, v anglické literatuře označována jako FVM (Finite Volume Method).

Ztráty, které vznikají v řezu tepny, se dají přepočítat na teplotu a zobrazit v modelu (použito v [12]).

Byl vybrán tepenný úsek na kterém byl modelován harmonický ustálený stav, proud 1 mA, a kmitočet 50 kHz. Vypočtené ztráty byly dále přepočítány na teplotu s využitím tepelných koeficientů. Při uvážení, že tělesná teplota člověka je 36,6 °C, došlo k celkovému oteplení tkáně o 0,02 °C, cirkulující krev je navíc schopna toto teplo odvádět. Obrázek 4.1 vyobrazuje rozložení teploty v krevním řečišti a odvod tepla do tepenné stěny ilustruje Obrázek 4.2 (teplený tok).



Obrázek 4.1: Rozložení teploty v tepně.



Obrázek 4.2: Rozložení tepleného toku v tepně.

Hloubka vniku penetrace elektromagnetického pole do vodiče je dána vztahem:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\gamma\mu}} \quad (4.1)$$

kde δ je hloubka vniku, jedná se o hodnotu, kde proudová hustota klesne na $1/e$ ($\sim 0,368$) násobek hodnoty pole na povrchu tělesa [13].

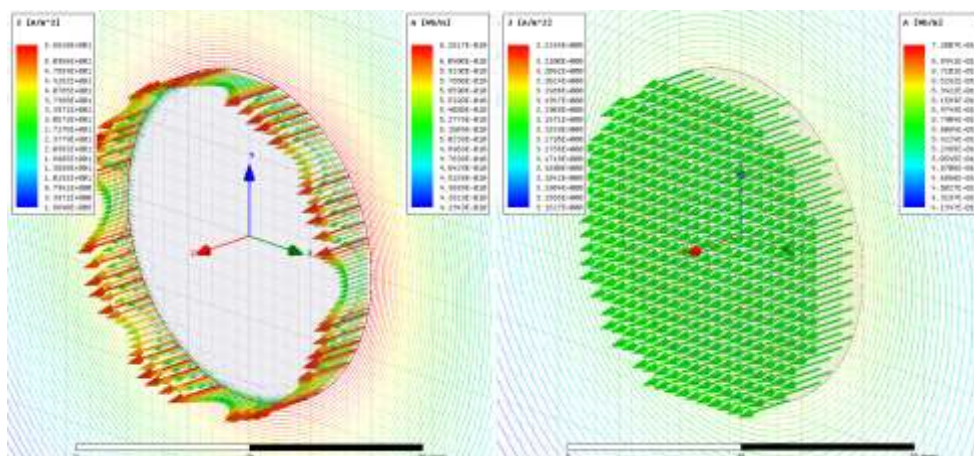
Pokles amplitudy pro pole \mathbf{E} , \mathbf{H} a \mathbf{J} je dán:

$$\hat{\mathbf{E}} = \hat{\mathbf{E}}_0 e^{-\frac{x}{\delta}} e^{-j\frac{x}{\delta}} \quad \hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{H}}_0 e^{-\frac{x}{\delta}} e^{-j\frac{x}{\delta}} \quad \hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{J}}_0 e^{-\frac{x}{\delta}} e^{-j\frac{x}{\delta}} \quad (4.2)$$

V elektrolytech je však situace poněkud komplikovanější, nelze na ně nahlížet jako na kovové vodiče. Při průchodu elektrického proudu se krev chová jak nehomogenní elektrolytický vodič, nosiče proudu jsou tedy ionty.

V případě vedení střídavého proudu vodivost krve vzrůstá s narůstající frekvencí. Nicméně tato vodivost je podstatně nižší než vodivost kovů, řádově 10^{-1} S/m (u kovů řádově 10^6 S/m) a tomu odpovídající hloubku vniku elektromagnetického pole do materiálu. Navíc se v elektrolytech uplatňují jiné mechanismy vodivosti, například Wienův a Debye–Falkenhagenův jev [14] (využito v [15] a [16]).

Na následujícím obrázku bylo namodelováno rozložení proudové hustoty a magnetického vektorového potenciálu v měděném vodiči (vodivost 58 MS/m, permeabilita 0,999991) a v krvi (vodivost 0,7008 S/m, permeabilita 1,000001) při kmitočtu 50 kHz a amplitudě elektrického proudu 1 mA, průměr vodiče je 20 mm.



Obrázek 4.3: Porovnání vektorů proudové hustoty a siločar magnetického vektorového potenciálu v mědi (obrázek vlevo) a v krvi (obrázek vpravo).

Jak je patrné z rozložení proudové hustoty v měděném vodiči, při tomto kmitočtu je elektrický proud veden ryze povrchem vodiče. Povrchový jev se zde tedy uplatňuje v maximální míře.

Naopak při vedení elektrického proudu krví při bioimpedančním měření je měřící proud homogenně rozložen v krevním řečišti a díky mnohonásobně nižší vodivosti krve oproti kovu nebude ke vzniku skin efektu docházet.

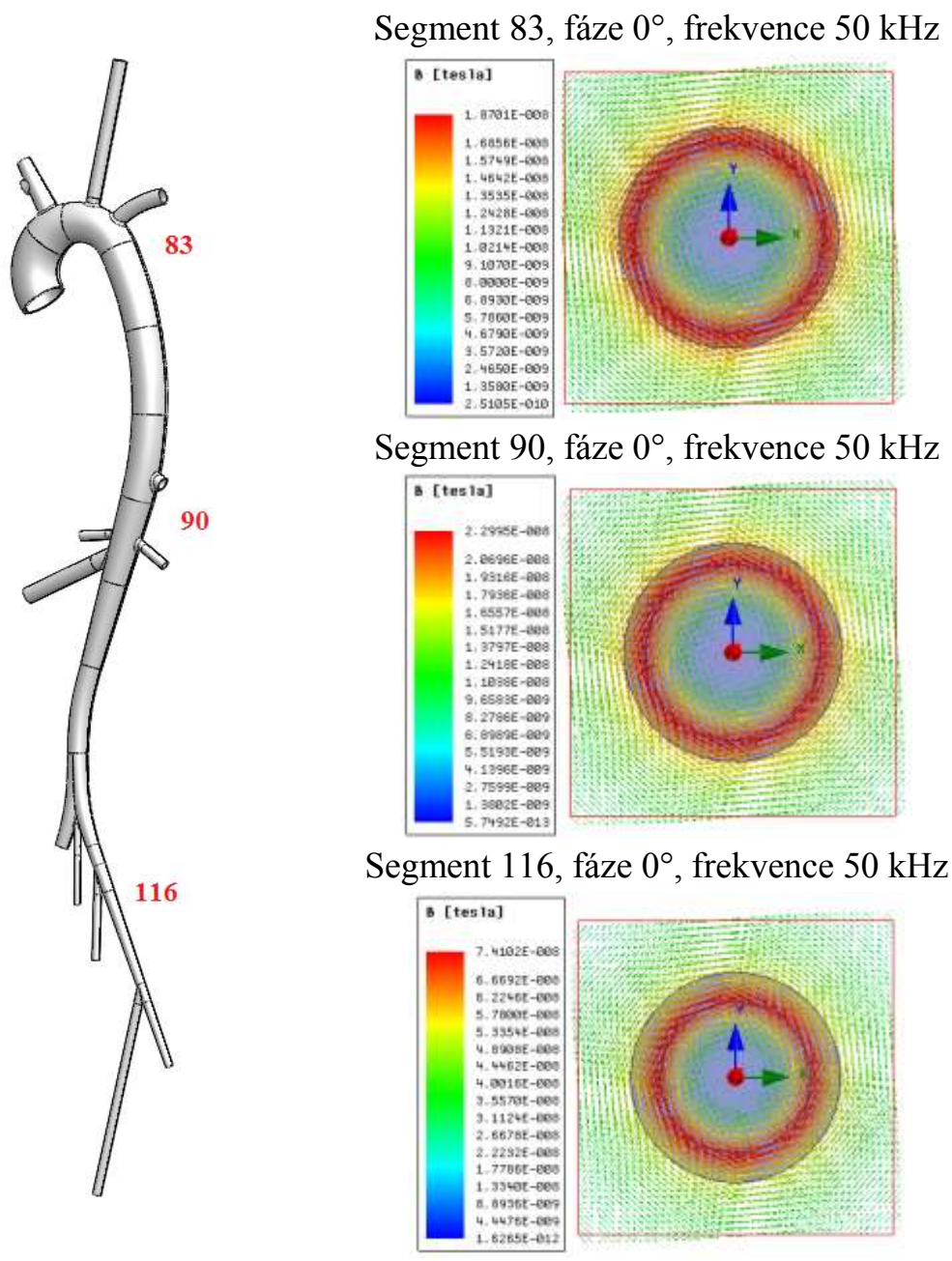
Při výpočtu dle vztahu (4.1) bude hloubka vniku EM pole do krve při daných parametrech 2688 mm (u mědi 0,2955 mm).

Vystavení lidského těla působení silného magnetického (elektromagnetického) pole, více než stovky mT, může mít negativní vlivy na organismus. Naopak působení slabého magnetického pole, jednotky až desítky mT, má na lidský organismus příznivý vliv. Krev začne proudit rychleji a tím dochází k rychlejšímu okysličování organismu (zvýšení příjmu energie do buňky).

Modul magnetické indukce, kterou způsobí diagnostický elektrický proud, dosahuje hodnot řádově 10^{-8} až 10^{-13} T, což je hodnota, která je výrazně pod účinky magnetického pole na organismus.

Na následujícím obrázku je zobrazena část modelu cévního systému (vzestupná a břišní aorta), byly vybrány 3 řezy modelem, na kterých je zobrazeno rozložení vektoru magnetické indukce B.

Vektorový potenciál pak jednoznačně určuje pole \mathbf{B} , jehož vektory v jednotlivých řezech vyobrazuje Obrázek 4.4. Modul magnetické indukce dosahuje hodnot řádově 10^{-8} až 10^{-13} T.



Obrázek 4.4: Rozložení vektoru magnetické indukce \mathbf{B} v krevním řečišti.

4.2 VÝSLEDKY EXPERIMENTÁLNÍ ČÁSTI

Pro vyhodnocení výsledků z EHD modelu byl ze souboru pacientů, podle zvoleného kritéria nejlepší čitelnosti signálu a viditelnosti provedených manévřů vybrán vzorek 30 nejvhodnějších dobrovolníků z celkově 84 naměřených. Z těchto 30 dobrovolníků bylo 17 mužů a 13 žen. Jednalo se zdravé jedince, nekuřáky, ve věku mezi 20 a 30 lety. Jelikož se jedná o zdravé subjekty, předpokládá se, že výsledky neobsahují velké výkyvy hodnot od fyziologických předpokladů.

Byl vybrán konkrétní pacient mužského pohlaví, podle kterého byly nastaveny okrajové a počáteční podmínky na numerickém modelu. Tepová frekvence pacienta byla 1 Hz, na tento kmitočet byl nastaven i numerický model. Byl vyhodnocován klidový stav pacienta. Z měření byl vybrán časový úsek, kdy bylo měření dostatečně ustáleno (stabilní část signálu, bez manévrů), od tohoto úseku je zaveden čas od 0 sekund.

Z měření byla získána sada surových impedančních křivek, které byly pouze filtrovány dolní propustí 20 Hz a dále zpracovány v prostředí MATLAB, kde byl proveden přepočítání na relativní změnu impedance.

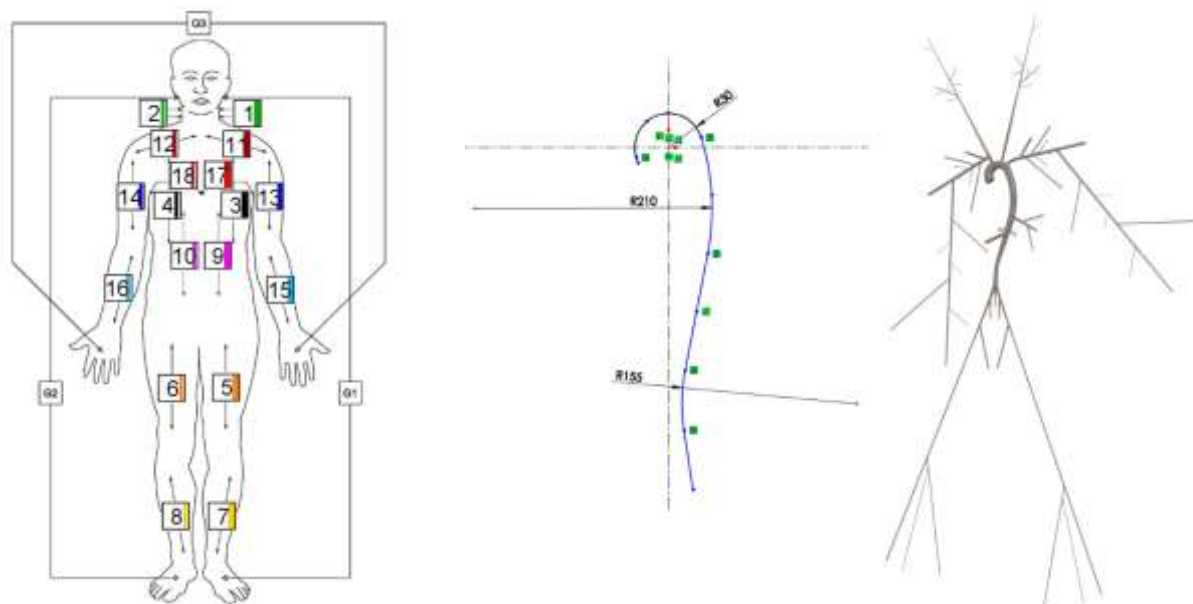
Numerický model byl nastaven na 7 period tepového průběhu, aby došlo k dostatečnému ustálení řešiče. Od 4 periody jsou dále prezentovány výsledky z modelu.

Obrázek 4.6 až Obrázek 4.14 prezentují výsledky EHD modelu porovnávané s reálným měřením na konkrétním subjektu – pravá strana pacienta. Jsou porovnávány vždy relativní změny průměru tepenného úseku (EHD model) s relativní změnou impedance v daném úseku (reálný subjekt). Kanály 18, 4 a 10 se nachází v oblasti hrudníku, zde není možné získat relativní změny průměru pro pravou a levou část samostatně, předpokládáme, že signál prochází největší tepnou a tedy z pravé a levé strany dostáváme signál z aorty a tento pak prochází pře orgány pravé a levé strany pacienta, proto u těchto kanálů bude vzato jen jedno společné místo pro sejmnutí relativní změny průměru pro pravou a levou stranu pacienta, impedance však rozlišena bude.

Ze vzorku měřených pacientů bylo vyzorováno, že data z krčních tepen nejsou vždy použitelná a výrazně se liší, jak ilustruje Obrázek 4.6, pravá krční tepna, zde model vykazoval největší neshodu s reálným měřením. Obecně tyto odchylky mohou být způsobeny použitým konstitutivním modelem, který může vykazovat vyšší tuhost než je tomu u reálné tepenné stěny.

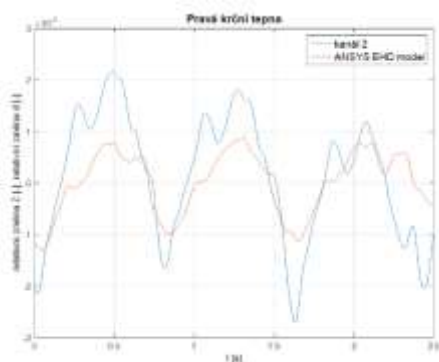
Další faktorem ovlivňujícím přesnost numerického modelu jsou větvení cévního stromu a vlastní uložení tepenného systému, který je reálně obklopen okolními tkáněmi a svalovinou, takže v jistých částech (kanál 14, Obrázek 4.12 –pravá paže) může být celý systém tužší. Tyto parametry uložení se reálným měřením dají zjistit jen velice těžko, případně to není možné vůbec, navíc se budou jedinec o jedince lišit. V modelu je uvažováno jen jediné, konstantní uložení (elastic support – tedy okrajová podmínka tuhosti okolí).

Odchylky v hrudních částech jsou způsobeny obecně již vlastním měřením hrudní impedance, která je silně závislá na dýchání, které mění náplň cév krví. Hrudník dále odráží průtoky v plicní cirkulaci a dále u obézních pacientů tyto výsledky mohou být zkresleny odporem tukové tkáně (kanál 12).

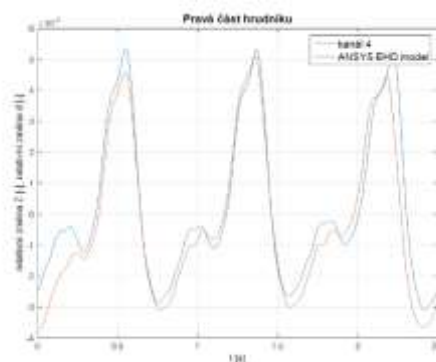


Obrázek 4.5: a) Umístění měřících elektrod na pacientovi. b) Model cévního stromu.

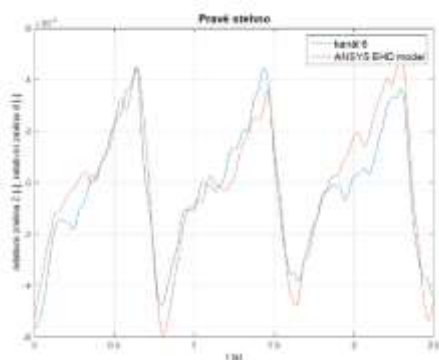
Přičemž nejdůležitější je zachovat obloukové tvary aorty (Obrázek 4.5b), která se při systolické fázi chová jako rezervoár.



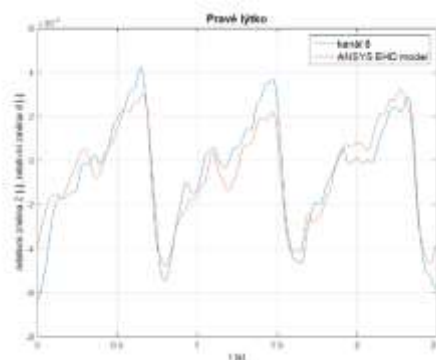
Obrázek 4.6: Pravá krční tepna.



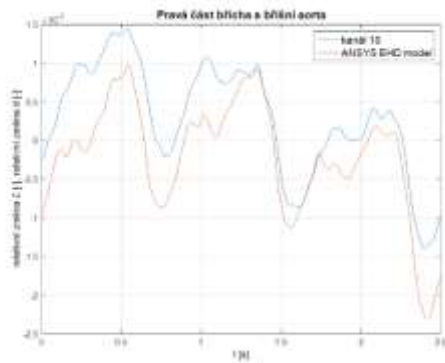
Obrázek 4.7: Pravá část hrudníku.



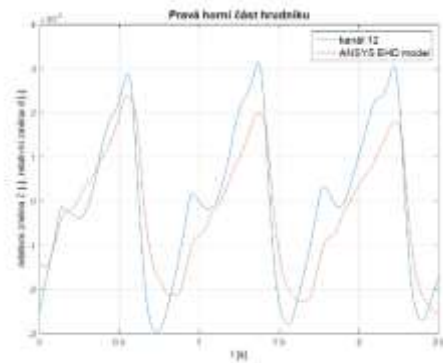
Obrázek 4.8: Pravé stehno.



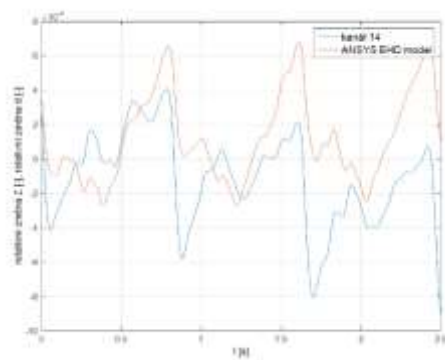
Obrázek 4.9: Pravé lýtko.



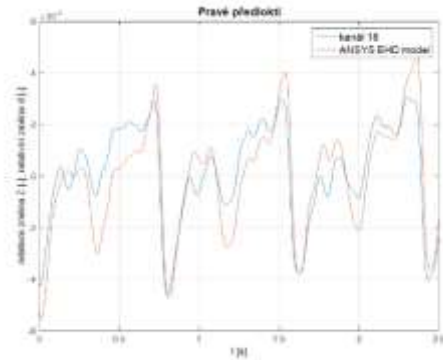
Obrázek 4.10: Pravá část břicha a břišní aorta.



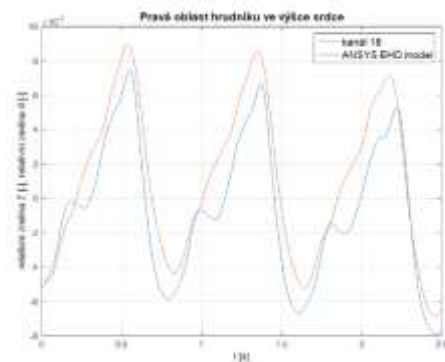
Obrázek 4.11: Pravá horní část hrudníku.



Obrázek 4.12: Pravá paže.



Obrázek 4.13: Pravé předloktí.



Obrázek 4.14: Pravá oblast hrudníku ve výšce srdce.

4.3 SHRNU TÍ

V této části práce byly prezentovány hlavní výsledky předkládané dizertační práce (Obrázek 4.6 až Obrázek 4.14). Hlavní myšlenou bylo prokázat, že impedanční křivka neodráží pouze změny srdečního výdeje, ale také vlastnosti cév, v tomto případě se jednalo o jejich pružnost, resp. změnu průměru.

Vlastnosti modelu jsou ovlivněny především mechanickými vlastnostmi měkkých tkání a tedy i použitým konstitutivním vztahem, resp. jeho konstantami. Tohoto faktu je do jisté míry eliminováno přepočtem modelu na relativní změny průměru.

Vlastní uložení cévní struktury je jiné v různých částech těla (okolní orgány, svaly), což má také vliv na komplexní výsledky.

Další vliv na výsledky má větvení cévního stromu. Musela by být vytvořena (např. za pomoci CT snímků) geometrie pro každého pacienta zvlášť, což by bylo velice nákladné a pracné. Z toho důvodu je využito universálního geometrického modelu, jenž je plně parametrický a jeho rozměry lze tedy měnit jednoduchým způsobem na základě přepočtu dle biometrie konkrétního pacienta. Biometrie je zaznamenávána při každém měření.

Výhoda numerického modelu je v tom, že nemusí být spuštěn výpočet vždy pro celý model, při znalosti parametrů krevního toku je možné spouštět jen určité části, čímž je možné redukovat výpočetní čas.

Z bioimpedančních měření na konkrétních zdravých pacientech vyplývá, že charakter impedančních křivek je pro každého pacienta víceméně stejný. Záleží samozřejmě na dodržení postupů před vyšetřením (pitný režim, jídlo), což ovlivňuje celkovou vodivost měřeného subjektu. To se projeví na impedanční křivce kvantitativně. Výrazné odchylky budou patrné při měření pacientů s určitou patologií (např. při snížené pružnosti cévních stěn, cukrovka, aj.).

5 ZÁVĚR

Předkládaná dizertační práce, zabývající se konstrukcí elektro-hydrodynamického modelu pro bioimpedanční pletysmografii, zasahuje do oblasti multifyzikální problematiky interakce elektrického pole s proudící tekutinou a mechanikou pružného tělesa.

Práce staví na rozšíření stávající metody měření pomocí bioimpedančních pletysmografických křivek a je svázána s experimentálním měřením, která probíhají ve Fakultní nemocnici U Svaté Anny v Brně v Mezinárodním centru klinického výzkumu ICRC. Hlavním přínosem modifikace stávající metody bioimpedančního měření je sledování arteriálního systému v různých excitacích v celém těle současně, což předtím žádná jiná metoda neumožňovala.

Přínosy a dílčí závěry dizertační práce:

Numerický model je koncipován jako tranzientní úloha na jedné straně zahrnující dynamický děj, který obsahuje elasticitu cévní stěny a na straně druhé nestacionární, časově proměnné proudění, doplněného o elektromagnetické pole, což v současnosti představuje jeden z nejsložitějších problémů biomechaniky.

Byly odvozeny vztahy, které popisují závislost mezi relativní změnou impedance a relativní změnou průměru tepny.

Aplikací Taylorovy řady na základní vztah, který definuje impedanci obecného válce a její změnu změnou geometrických rozměrů tohoto válce (idealizace úseku

tepny), bylo odvozeno, že pro malé změny průřezu odpovídá relativní změna impedance přibližně relativní změně průřezu, resp. průměru, a to s opačným znaménkem.

Při vyhodnocování absolutních změn průměru z numerického modelu, bylo ověřeno, že je tento závěr správný.

V rámci práce byl vytvořen fyzikální model, který principiálně správně popisuje pole (mechanických deformací, tlakové pole proudění, elektrické, teplotní) v cévní stěně, která je zatížena krevním tlakem a procházejícím elektrickým proudem.

Proudění nestlačitelné tekutiny bylo popsáno Stokes-Navierovou rovnicí společně s rovnicí continuity, která je doplněna o vztahy, které zahrnují silové účinky elektrického pole v kapalině.

Dále byla zahrnuta energetická rovnice popisující generaci a přestup tepla, vzniklého průchodem elektrického proudu (indukční ohřev) v modelu. Na rozdíl od aktuálních publikací, kde se přestup tepla neuvažuje, resp. změna teploty krve je v rámci oběhového systému zanedbatelná. Popis eklektických polí vychází z Maxwellových rovnic.

K popisu deformace cévní stěny není využito klasické lineární teorie pružnosti, ale je využita formulace pomocí hustoty deformačního potenciálu. Byly zjištěny konstanty pro model hyperelastického Yeohu 3.řádu.

Byly definovány vazební rovnice mezi fyzikálními poli k řešení sdruženého modelu.

Do numerického modelu byly zahrnuty Maxwellovy rovnice pro výpočet elektrických a magnetických polí. Ke spřažení fyzikálních polí byla použita formulace pomocí skalárního elektrického a vektorového magnetického potenciálu.

Model je spojen s elektrickým obvodem, který reprezentuje elektrické vlastnosti okolní tkáně.

V modelu je možné uvažovat elektrické vlastnosti okolních tkání.

Byla vytvořena geometrie oběhového systému člověka, která byla diskretizována a dále řešena ve smyslu metody konečných prvků a metody konečných objemů s respektováním vhodných okrajových a počátečních podmínek.

Je zachována plná parametrizace modelu tak, že lze jednoduše měnit geometrické rozměry dle aktuální potřeby. Byly vybrány prvky, které jsou vhodné pro daný typ úlohy. Model proudění respektuje mezní vrstvu a konkrétní turbulentní model v našem případě SST). Byly řešeny možnosti různých okrajových podmínek pro model proudění, z nichž nejlépe korespondovaly podmínky pro objemový tok, jenž je snáze měřitelný, na rozdíl od jiných fyziologických parametrů.

Ověření správnosti numerického modelu s experimentálním měřením impedančních pletysmografických křivek získaných z konkrétního pacienta.

Numerický model je odladěn a optimalizován tak, aby odpovídal skutečnosti. Výsledky relativních změn průměru modelu byly porovnávány s relativními změnami impedance pro konkrétního pacienta. Výsledky simulace korespondují s výsledky

z experimentálního měření. Z modelu je možné získat data, která jsou experimentálním měřením nedosažitelná.

Numerický model je možno fitovat na různé zátěžové stavy lidského organismu, změnou určitých vlastností lze sledovat například stavy při různých onemocněních, např. cukrovka, aj.

Výsledky této dizertační práce budou dále použity pro analýzu distribuce tlakové vlny v lidském těle pomocí vícekanálové impedanční kardiografie na Ústavu přístrojové techniky Akademie věd v Brně a ve Fakultní nemocnici U Svaté Anny v Brně v mezinárodním centru klinického výzkumu ICRC.

Doporučený vývoj práce:

Informace z BIA měření by v budoucnu měly sloužit k diagnostice např. arteriálních výdutí a predikce jejich ruptury. Očekává se, že tvar pulzní vlny nabude určitých tvarových změn po průchodu například aneurysmatem, taktéž lze očekávat časové posuny vlny.

Vyhodnocení informací z bioimpedančních pletysmografických křivek závisí v současnosti pouze na zkušenostech lékaře, který tato vyšetření provádí, proto by do budoucna byla vhodná určitá forma kvantifikace měřených výsledků a tím i částečná eliminace lidského faktoru a možné chyby z této metodiky vyšetření.

BIBLIOGRAFIE

- [1] P. Vyroubal, J. Maxa, V. Neděla and J. Jiráček, "Apertures with Laval nozzle and circular orifice in secondary electron detector for environmental scanning electron microscope", *Advances in military technology*, pp. 59-69, 2006.
- [2] E. Toro, *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction*, 3rd ed. New York: Springer, c2009, p. xxiv, 724 p.
- [3] J. Stratton, *Electromagnetic theory*. Hoboken: John Wiley and Sons, 2007, p. xxiii, 615 s.
- [4] I. Zivkovic and A. Murk, "Free-Space Transmission Method for the Characterization of Dielectric and Magnetic Materials at Microwave Frequencies", *Microwave Materials Characterization*, 11 2012.
- [5] E. Tzirtzilakis, "A mathematical model for blood flow in magnetic field", *Physics of Fluids*, vol. 17, no. 7, pp. 077103-, 2005.
- [6] M. Brdička, L. Samek and B. Sopko, *Mechanika kontinua*, Vyd. 4., rev. a upr. Praha: Academia, 2011, p. 878 s.
- [7] G. Liu and S. Quek, *The finite element method: a practical course*. Boston: Butterworth-Heinemann, 2003, p. xv, 348 p.

- [8] *Computer software and hardware applications: Apertures with Laval Nozzle and Circular Orifice in Secondary Electron Detector for Environmental Scanning Electron Microscope*, Vsetín: Šilhavý, 2012, pp. 87-95.
- [9] H. Altenbach and V. Eremeyev, "On the effective stiffness of plates made of hyperelastic materials with initial stresses", *International Journal of Non-Linear Mechanics*, vol. 45, no. 10, pp. 976-981, 2010.
- [10] A. Brown, Y. Shi, A. Marzo, C. Staicu, I. Valverde, P. Beerbaum, P. Lawford and D. Hose, "Accuracy vs. computational time: Translating aortic simulations to the clinic", *Journal of Biomechanics*, vol. 45, no. 3, pp. 516-523, 2012.
- [11] J. Rosina, J. Vránová, H. Kolářová and J. Stanek, *Biofyzika: pro zdravotnické a biomedicínské obory*, Vyd. 1. Praha: Grada, 2013, p. 224 s.
- [12] J. Maxa, P. Vyroubal and L. Šimonova, "Thermal Study of the Thermophotovoltaic Emitter", *ECS Transactions*, vol. 63, no. 1, pp. 175-181, 12 2014.
- [13] Z. Popović and B. Popović, *Introductory electromagnetics: practice, problems and labs*. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall, c2000, p. vi, 305 p.
- [14] "Debye-Falkenhagen Effect", *Van Nostrand's Scientific Encyclopedia*, 10 2005.
- [15] P. Vyroubal, J. Maxa, J. Tichy and P. Baca, "Simulation of Charging and Discharging Process in the Lead Acid Battery", *ECS Transactions*, vol. 48, no. 1, pp. 105-113, 02 2014.
- [16] P. Vyroubal, J. Maxa, T. Kazda and J. Vondrak, "The Finite Element Method in Electrochemistry - Modelling of the Lithium-Ion Battery", *ECS Transactions*, vol. 48, no. 1, pp. 289-296, 02 2014.
- [17] L. Horný, "Biomechanika oběhové soustavy: Biomechanika a biomateriály 2009", 2009.

Petr Vyroubal

Holandská 7 ● Moravská Třebová ● Telefon: +420 702 966 933 ●
xvyrou02@stud.feec.vutbr.cz, vyroubalp@gmail.com

Datum narození: 28. leden 1986, Moravská Třebová

FEKT VUT Brno

Ústav elektrotechnologie,

Technická 10,

616 00 Brno, Česká Republika

E-mail: xvyrou02@stud.feec.vutbr.cz, vyroubalp@gmail.com

- Doktorská práce na téma Elektro-hydrodynamický model pro bioimpedanční pletysmografii. Spolupráce s Akademií věd ČR a centrem ICRC FN U Svaté Anny.
 - Simulace tlakových, teplotních, deformačních, elektrických a magnetických polí.
 - Aktivní spolupráce s Akademií věd ČR, Ústav přístrojové techniky Brno, výzkum a vývoj environmentálních rastrovacích elektronových mikroskopů – simulace proudění plynu.
 - Konstrukce 3D tiskáren a jejich obsluha, simulace teplotních polí a vlivu teploty na deformaci tisknutého modelu.
 - Aktivní ve výuce studentů bakalářských a magisterských studijních programech.
 - Výzkumné práce na projektech ústavu.
-

Dovednosti

- Numerické metody konečných prvků a konečných objemů
 - 3D modelování
 - SolidWorks, SolidWorks Flow Simulation,
 - ANSYS (Maxwell, CFX, Mechanical, Fluent, APDL)
 - Matlab
 - MS Office (Word, Excel, PowerPoint)
 - Mikrovýbrusy a mikroskopická analýza na optických mikroskopech
 - Výroba desek plošných spojů
 - Návrh desek plošných spojů
 - Návrh 3D tiskáren a jejich obsluha
 - Řidičský průkaz B
-

Ocenění a certifikáty

Cena děkanky FEKT (*“Srovnání vlivu tvaru konvergentní a Lavalovy dýzy v clonkách detektoru na výsledný tlak na dráze sekundárních elektronů pomocí systému CAE”*), 2011

1. místo na soutěži Student EEICT 2013

Certifikát Autodesk Academia Auto CAD 2007 for 2D and 3D, 2010

Certifikát SolidWorks, 2010

Certifikát SolidWorks Flow Simulation, 2013

Profesní zkušenosti a projekty

PP&T – Plastic parts and technology

Vstřikování plastů

Alema Lanškroun

Montáž světelné techniky

Centrum výzkumu a využití obnovitelných zdrojů energie, 1/2014

VUT Brno, výzkumný pracovník

Ph.D. student a technický pracovník 9/2011, současné

Ústav elektrotechnologie, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně

9/2013	Simulace mechanických změn výrobku při cyklickém tepelném namáhání.
2/2014	Výzkumné a vývojové práce, spojené s návrhem numerického modelu pro analýzu magnetického a teplotního pole
2/2014	Měření vzorků feritových jader
3/2014	Vytvoření návrhu a inovací výrobků sortimentu aktuátorů
12/2014	Výzkumné práce, spočívající v návrhu měřících metod nežádoucích parametrů kondenzátorů
12/2014	Návrh modelu indukčního průtokoměru, provedení magnetických měření
2014	Materiály a technologie pro elektrotechniku II

Jazyky

Český	Rodný jazyk
Německý	Mírně pokročilý
Anglický	Pokročilý

Vzdělání

Vysoké učení technické v Brně:

Bakalářský studijní program, Mikroelektronika a technologie, 6/2009

Magisterský studijní program, Elektrotechnická výroba a management, 6/2011

Doktorský studijní program, Mikroelektronika a technologie, aktuální (ukončení 2015)

ABSTRACT

This doctoral thesis deals with the study of electro-hydrodynamics in the area of numerical modelling of biomechanical systems, concretely in the method of bioimpedance plethysmography. Solving tasks of pulsatile blood flow in the elastic vessel wall is currently one of the most complicated problem in mechanics and biomechanics due to the interaction of two continua on the common boundary. The whole system is additionally loaded by diagnostic electric current.

This doctoral thesis was created in cooperation with the Institute of Scientific Instruments of the CAS, v. v. i. Brno with the team engaged in medical signals (the leader Ing. Pavel Jurák, CSc.). Experimental measurements were made independently in the St. Anne's University Hospital Brno in the International Clinical Research Center ICRC and in the Mayo Clinic USA.