

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

KATEDRA ELEKTROENERGETIKY A EKOLOGIE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Indukční ohřev nanovrstev

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Milan DUŠEK**
Osobní číslo: **E14N0118P**
Studijní program: **N2612 Elektrotechnika a informatika**
Studijní obor: **Elektroenergetika**
Název tématu: **Indukční ohřev nanovrstev**
Zadávací katedra: **Katedra elektroenergetiky a ekologie**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

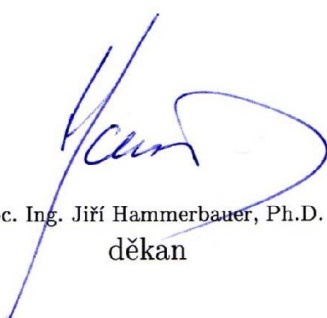
1. Uveďte teorii indukčního ohřevu.
2. Uveďte teorii sdílení tepla.
3. Zpracujte problematiku ohřevu nanovrstev a požadavky na úspěšnou realizaci ohřevu.
4. Uveďte ilustrativní příklad indukčního ohřevu s elektricky vodivými nanovrstvami.
5. Uveďte závěry pro praxi.

Rozsah grafických prací: **podle doporučení vedoucího**
Rozsah kvalifikační práce: **40 - 60 stran**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**
Seznam odborné literatury:


1. **Langer, E.: Teorie indukčního a dielektrického tepla, Praha, Academia, 1979**
2. **Rudnev, V.: Handbook of induction heating, New York, Marcel Dekker, 2003**
3. **Nacke, B., Baake, E.: Induktives Erwärmen**
4. **Dötsch, E.: Induktives Schmelzen und warmhalten**
5. **Internet**

Vedoucí diplomové práce: **Ing. David Rot, Ph.D.**
Katedra elektroenergetiky a ekologie

Datum zadání diplomové práce: **15. října 2015**
Termín odevzdání diplomové práce: **16. května 2016**


Doc. Ing. Jiří Hammerbauer, Ph.D.
děkan




Doc. Ing. Karel Noháč, Ph.D.
vedoucí katedry

V Plzni dne 15. října 2015

Abstrakt

Předkládaná diplomová práce je zaměřena na porovnání indukčního ohřevu nanovrstev působením podélného a příčného elektromagnetického pole. Porovnání je provedeno na základě vzniku Joulových ztrát a teploty v nanovrstvě v závislosti na frekvenci. Závěr práce je věnován verifikaci numerického modelu s měřením reálného modelu. Numerické modely jsou řešeny v simulačním softwaru ANSYS 17.0 Elektromagnetics a Workbench.

Klíčová slova

Indukční ohřev, Poyntingův vektor, vektorový potenciál, sdílení tepla, hloubka vniku, podélné elektromagnetické pole, příčné elektromagnetické pole, Joulovy ztráty, nanovrstvy, ANSYS.

Abstract

The presented master thesis is focus on compares induction heating of nanolayers in the longitudinal and transverse electromagnetic field. The comparison is focused on the Joule losses and temperature nanolayers depending on the frequency. The conclusion is devoted to verification of numerical model with measurements of real model. Numerical models are designed in simulation software ANSYS 17.0 Elektromagnetics a Workbench.

Key words

Induction heating, Poynting vector, vector potential, heat transfer, depth of penetration, longitudinal electromagnetic field, transverse electromagnetic field, Joule losses, nanolayers, ANSYS.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

Dále prohlašuji, že veškerý software, použitý při řešení této diplomové práce, je legální.

.....

podpis

V Plzni dne 9.5.2016

Bc. Milan Dušek

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu diplomové práce Ing. Davidu Rotovi, Ph.D. za cenné profesionální rady, připomínky a metodické vedení práce.

Obsah

OBSAH	8
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	10
ÚVOD	11
1 TEORIE INDUKČNÍHO OHŘEVU	12
1.1 ODVOZENÍ VLNOVÝCH ROVNIC ELEKTROMAGNETICKÉHO VLNĚNÍ.....	12
1.1.1 Elektricky vodivé prostředí $\gamma \neq 0$	14
1.1.2 Elektricky nevodivé prostředí $\gamma = 0$	15
1.2 POYNTINGŮV ZÁŘIVÝ VEKTOR.....	16
1.3 HLoubKA VNIKU ELEKTROMAGNETICKÉHO VLNĚNÍ.....	19
1.4 ROVNICE ROVINNÉHO HARMONICKÉHO ELEKTROMAGNETICKÉHO VLNĚNÍ.....	19
1.4.1 Harmonické elektromagnetické vlnění.....	19
1.4.2 Odvození rovnice rovinného harm. elektromagnetického vlnění.....	20
1.4.3 Rovinné elektromagnetické vlnění ve vodivé stěně.....	21
1.5 VÁLCOVÉ ELEKTROMAGNETICKÉ VLNĚNÍ.....	23
1.5.1 Obecné rovnice válcového elektromagnetického vlnění.....	25
1.6 ELEKTRODYNAMICKÝ POTENCIÁL.....	27
1.7 OKRAJOVÉ PODMÍNKY.....	28
1.7.1 Dirichletova podmínka.....	28
1.7.2 Neumanova podmínka.....	28
1.7.3 Podmínka symetrie a antisymetrie.....	28
2 SDÍLENÍ TEPLA	29
2.1 SDÍLENÍ TEPLA VEDENÍM.....	30
2.1.1 Součinitel tepelné vodivosti.....	31
2.1.2 Fourierova rovnice vedení tepla.....	32
2.2 SDÍLENÍ TEPLA PROUDĚNÍM.....	35
2.2.1 Fourierova – Kirchhoffova rovnice.....	35
2.2.2 Součinitel přestupu tepla prouděním.....	36
2.3 SDÍLENÍ TEPLA ZÁŘENÍM.....	36
2.3.1 Kirchhoffův zákon.....	37
2.3.2 Planckův zákon.....	38
2.3.3 Wienův posunovací zákon.....	38
2.3.4 Stefanův – Boltzmannův zákon.....	39
2.3.5 Lambertův zákon.....	39
2.3.6 Snellův zákon.....	40
2.4 TEPLOTNÍ POLE.....	40
2.4.1 Rovnice přestupu tepla.....	41
2.5 OKRAJOVÉ PODMÍNKY TEPLOTNÍHO POLE.....	42
2.5.1 Dirichletova okrajová podmínka.....	42
2.5.2 Neumanova okrajová podmínka.....	43
2.5.3 Newtonova okrajová podmínka.....	43
2.5.4 Okrajová podmínka IV. druhu.....	43
3 NANOVRSTVY	44
3.1 ZÁKLADNÍ VLASTNOSTI NANOVRSTEV.....	44
3.2 ZPŮSOBY VYTVÁŘENÍ NANOVRSTEV.....	44
3.2.1 Vakuové napařování.....	45
3.2.2 Vakuové naprašování.....	46
3.3 POŽADAVKY NA INDUKČNÍ OHŘEV NANOVRSTEV.....	47
4 NUMERICKÝ MODEL INDUKČNÍHO OHŘEVU NANOVRSTEV	49
4.1 INDUKČNÍ OHŘEV NANOVRSTEV PODÉLNÝM ELEKTROMAGNETICKÝM POLEM.....	50

4.1.1	Vytvoření geometrie a nastavení parametrů.....	50
4.1.2	Výsledky simulace.....	50
4.2	INDUKČNÍ OHŘEV NANOVRSTEV PŘÍČNÝM ELEKTROMAGNETICKÝM POLEM.....	53
4.2.1	Vytvoření geometrie a nastavení parametrů.....	53
4.2.2	Výsledky simulace.....	53
4.3	POROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ SIMULACE.....	56
4.4	MĚŘENÍ REÁLNÉHO MODELU.....	59
4.4.1	Výsledky měření.....	60
ZÁVĚR.....		63
SEZNAM LITERATURY A INFORMAČNÍCH ZDROJŮ.....		64
PŘÍLOHY		1
PŘÍLOHA Č. 1. NAMĚŘENÁ DATA		1
PŘÍLOHA Č. 2. MAXWELLŮV PROUD		9
PŘÍLOHA Č. 3. IMPEDANCE NUMERICKÝCH MODELŮ.....		10

Seznam symbolů a zkratek

A	Vektorový potenciál	$[Wb \cdot m^{-1}]$
B	Magnetická indukce	$[A \cdot m^{-1}]$
D	Elektrická indukce	$[C \cdot m^{-2}]$
E	Intenzity elektrického pole	$[V \cdot m^{-1}]$
H	Intenzity magnetického pole	$[A \cdot m^{-1}]$
J	Proudová hustota	$[T]$
N	Poyntingův vektor	$[W \cdot m^{-2}]$
a	Součinitel teplotní vodivosti	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
a	Hloubka pronikání elektromagnetického pole	$[m]$
c_p	Měrná tepelná kapacita	$[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
f	Frekvence	$[Hz]$
P	Činný výkon	$[W]$
Q	Tepelný tok	$[W]$
t	Čas	$[s]$
v	Rychlost šíření elektromagnetického pole	$[m \cdot s^{-1}]$
V	Objem	$[m^3]$
φ	Skalární vektorový potenciál	$[V]$
ε	Absolutní permitivita	$[F \cdot m^{-1}]$
ε_r	Poměrná permitivita	$[-]$
γ	Měrná elektrická vodivost	$[S \cdot m^{-1}]$
μ_r	Poměrná permeabilita	$[-]$
μ	Absolutní permeabilita	$[H \cdot m^{-1}]$
ω	Úhlová frekvence	$[rad \cdot s^{-1}]$
ρ	Objemová hustota náboje	$[C \cdot m^{-3}]$
λ	Součinitel tepelné vodivosti	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$
α	Součinitel prostupu tepla	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-2}]$

Úvod

Diplomová práce se zabývá aplikací indukčního ohřevu nanovrstev v podélném a příčném elektromagnetickém poli. Hlavním cílem práce je zjistit souvislost vzniku Joulových ztrát a teplotního pole v nanovrstvách, při aplikaci podélného a příčného elektromagnetického pole.

Práce se skládá z teoretické a praktické části. Cílem teoretické části je uvést teorii indukčního ohřevu, sdílení tepla a problematiky ohřevu nanovrstev. Základem praktické části je vytvoření numerického modelu v simulačním programu ANSYS Maxwell. V simulaci je hodnocena změna velikosti Joulových ztrát v souvislosti s měnící se frekvencí zdroje podélného a příčného elektromagnetického pole.

Na základě získaných Joulových ztrát je řešeno teplotní pole, kde výsledkem je závislost teploty na frekvenci. Výsledkem práce je charakteristika závislosti Joulových ztrát a teploty na frekvenci. V závěru práce je provedena verifikace s reálným modelem.

1 Teorie indukčního ohřevu

Všechny aplikace indukčního ohřevu jsou vyvinuty na základě elektromagnetické indukce, kterou v roce 1831 objevil Michael Faraday. K tomu to jevu dochází v nestacionárním magnetickém poli působícím na vodič, ve kterém se indukuje elektrické napětí. Objev vedl k vývoji elektrických motorů, generátorů, transformátorů, a bezdrátových komunikačních zařízení. Ve zmíněných aplikacích vznikají nežádoucí tepelné ztráty zapříčiněné vířivými proudy, ty jsou značně omezovány za použití izolovaných transformátorových plechů.

Indukční ohřev vzniká při dopadu elektromagnetického vlnění na elektricky vodivé materiály. V důsledku toho se část vlnění odrazí zpět, druhá část vlnění se naindukují do materiálu, kde vznikají vířivé proudy. Dochází tedy k zahřívání daného materiálu. Princip indukčního ohřevu je velice podobný principu transformátoru, kde je sekundární vinutí zapojeno nakrátko a představuje vsázku. Teplo se do vsázky transportuje střídavým magnetickým polem, které vzniká ve vsázce. Vznik tepla ve vsázce je největší výhodou indukčního ohřevu, protože vsázka není s ničím mechanicky spojena. Regulací frekvence je možno v ní snadno ovlivnit a rozdělit vyvíjené teplo. Proto je dnes používán pro kalení, svařování a pro mnoho další průmyslových odvětví. [1, 2, 3]

1.1 Odvození vlnových rovnic elektromagnetického vlnění

Při odvozování rovnic uvažujeme neohraňené, izotropní a stacionární prostředí, které můžeme charakterizovat konstantami μ , ε , γ . Pro odvození vlnových rovnic elektromagnetického pole budeme vycházet z Maxwellových rovnic v diferenciálním tvaru. Pro zjednodušení budeme uvažovat prostředí bez vnitřních elektrických zdrojů.

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \gamma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div} \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = 0 \quad (1.3)$$

$$\operatorname{div} \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = 0 \quad (1.4)$$

Pro zjednodušení odvozování vlnových rovnic:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r = \varepsilon \quad (1.5)$$

$$\mu_0 \mu_r = \mu \quad (1.6)$$

Provedeme rotaci rovnice (1.1):

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{H}) = \operatorname{rot} \gamma \mathbf{E} + \operatorname{rot} \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \gamma \operatorname{rot} \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial(\operatorname{rot} \mathbf{E})}{\partial t} \quad (1.7)$$

Dále za $\operatorname{rot} \mathbf{E}$ dosadíme z rovnice (1.2):

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{H}) = -\gamma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.8)$$

Pomocí vektorového počtu známe, že:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \mathbf{H}) = \operatorname{grad}(\operatorname{div} \mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H} \quad (1.9)$$

Aplikací vektorového počtu získáme:

$$\operatorname{grad}(\operatorname{div} \mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H} = -\gamma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.10)$$

Dosazení za $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ dojdeme k výsledku:

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} - \gamma\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \quad (1.11)$$

Stejným postupem můžeme odvodit elektrickou složku:

$$\text{rot}(\text{rot} \mathbf{E}) = -\gamma\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.12)$$

$$\text{grad}(\text{div} \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\gamma\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.13)$$

Dosazením z rovnice (1.3) do rovnice získáme vlnovou rovnici pro elektrické pole:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \gamma\mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (1.14)$$

Získané rovnice jsou pouze obecnými rovnicemi pro šíření elektromagnetického vlnění, kde jsou konstanty μ , ε , γ . Nicméně pro praktickou aplikaci můžeme uvažovat vodivé a nevodivé prostředí. [1, 2]

1.1.1 Elektricky vodivé prostředí $\gamma \neq 0$

V tomto prostředí se elektromagnetické vlnění šíří velice dobře. Rovnici (1.14) je vhodné upravit vytknutím členu $\mu \frac{\partial}{\partial t}$:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \gamma \mathbf{E} \right) = 0 \quad (1.15)$$

V závorce jsme získali dva členy. První člen označujeme jako posuvný proud a druhý člen proudovou hustotu \mathbf{J} . Pokud je prostředí s velice dobrou vodivostí, uvažujeme tzv. podmínku kvazistacionarity $\gamma > \varepsilon$, kdy můžeme zanedbat posuvný proud a upravíme rovnici (1.12):

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu\gamma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \quad (1.16)$$

Po upravení:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\mu\gamma} \nabla^2 \mathbf{E} \quad (1.17)$$

Stejným postupem získáme \mathbf{H} : [1, 2]

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{1}{\mu\gamma} \nabla^2 \mathbf{H} \quad (1.18)$$

1.1.2 Elektricky nevodivé prostředí $\gamma = 0$

V tomto prostředí se elektromagnetické vlnění šíří velice špatně. Proto v rovnicích zanedbáme třetí člen:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu\varepsilon} \nabla^2 \mathbf{H} = \frac{c^2}{\mu_r \varepsilon_r} \nabla^2 \mathbf{H} = v^2 \nabla^2 \mathbf{H} \quad (1.20)$$

Stejnou metodiku aplikujeme na rovnici (1.14):

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu\varepsilon} \nabla^2 \mathbf{E} = \frac{c^2}{\mu_r \varepsilon_r} \nabla^2 \mathbf{E} = v^2 \nabla^2 \mathbf{E} \quad (1.22)$$

Rychlost šíření elektromagnetického vlnění pak bude: [1, 2]

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \quad (1.23)$$

1.2 Poyntingův zářivý vektor

Poyntingův zářivý vektor \mathbf{N} , je vektorový součin intenzit elektrického a magnetického pole. Vektor je považován za velmi výhodnou pomůcku pro výpočty indukčních ohřevů a dalších aplikací. Určuje směr a hustotu toku za jednotku času v prostoru. Poyntingův zářivý vektor určíme ze závislosti na intenzitě elektrického pole a intenzitě magnetického pole v daném bodě, kde vycházíme z hustoty energie. Pomocí záporného časového úbytku celkového množství energie v objemu V odvodíme hledaný zářivý vektor \mathbf{N} .

Množství magnetické energie W_m a elektrické energie W_e v daném objemu V je popsán výrazy:

$$W_m = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{B} \mathbf{H} dV = \frac{1}{2} \mu \int \mathbf{H}^2 dV \quad (1.24)$$

$$W_e = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{D} \mathbf{E} dV = \frac{1}{2} \epsilon \int \mathbf{E}^2 dV \quad (1.25)$$

V každém bodě je hustota elektromagnetické energie časově proměnná, nicméně amplitudy \mathbf{H} a \mathbf{E} jsou konstantní. Proto je množství elektromagnetické energie úměrné času, které ubude z daného objemu V za čas t . Rychlost úbytku je konstantní a množství energie v daném objemu V za jednotku času je rovna záporné derivaci.

$$-\frac{\partial}{\partial t}(W_m + W_e) = -\int_V \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mu \mathbf{H}^2 + \frac{1}{2} \epsilon \mathbf{E}^2 \right) dV \quad (1.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mu \mathbf{H}^2 \right) = \frac{1}{2} \mu 2\mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \mu \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.27)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \varepsilon \mathbf{E}^2 \right) = \varepsilon \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.28)$$

$$-\frac{\partial}{\partial t} (W_m + W_e) = -\int_V \left(\mu \mathbf{H} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \varepsilon \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) dV \quad (1.29)$$

Dále využijeme 1. a 2. Maxwellovy rovnice, které dosadíme do předchozí rovnice (1.29):

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \gamma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = [\nabla \mathbf{H}] \Rightarrow \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = [\nabla \mathbf{H}] - \gamma \mathbf{E} \quad (1.30)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = [\nabla \mathbf{E}] \Rightarrow \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -[\nabla \mathbf{E}] \quad (1.31)$$

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t} (W_m + W_e) &= -\int_V \left(([\nabla \mathbf{H}] - \gamma \mathbf{E}) \mathbf{E} - ([\nabla \mathbf{E}] \mathbf{H}) \right) dV = \\ &= \int_V \gamma \mathbf{E}^2 + ([\nabla \mathbf{E}] \mathbf{H}) - ([\nabla \mathbf{H}] \mathbf{E}) dV \end{aligned} \quad (1.32)$$

Pro druhý a třetí člen platí komutativní zákon a pro lepší přehlednost můžeme zaměnit pořadí členů ve tvaru:

$$(\mathbf{H}[\nabla \mathbf{E}]) - (\mathbf{E}[\nabla \mathbf{H}]) = (\nabla[\mathbf{E}\mathbf{H}]) = \operatorname{div}[\mathbf{E}\mathbf{H}] \quad (1.33)$$

Dosadíme do rovnice (1.32):

$$-\frac{\partial}{\partial t} (W_m + W_e) = \int_V \gamma \mathbf{E}^2 + \operatorname{div} \mathbf{E} dV \quad (1.34)$$

Aplikujeme větu Gaussovo-Ostrogradského, kde nahradíme objemový integrál plošným integrálem a dosadíme do rovnice (1.34):

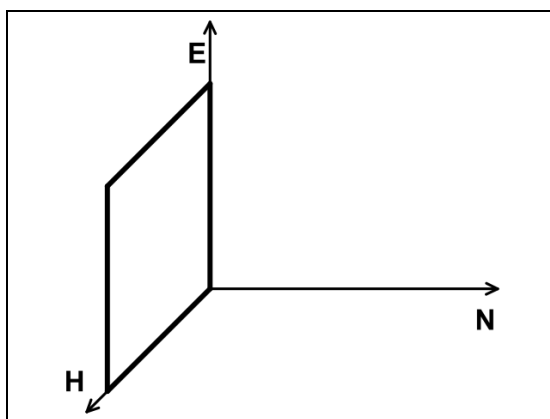
$$\int_V \operatorname{div}[\mathbf{EH}]dV = \oint_S \mathbf{EH}dS, \quad (1.35)$$

$$-\frac{\partial}{\partial t}(W_m + W_e) = \int_V \gamma \mathbf{E}^2 + \oint_S \mathbf{EH}dS \quad (1.36)$$

Rovnice (1.33) popisuje úbytek elektromagnetické energie v daném objemu V za jednotku času t . První člen pravé strany rovnice reprezentuje množství elektromagnetické energie, která se v objemu V přemění na teplo za 1 sekundu, to nazýváme Joulovy ztráty. Druhá část pravé strany rovnice určuje množství elektromagnetické energie, která z daného objemu V vystoupí za jednu sekundu. Množství energie vyzářené na jednotku plochy, je Poyntingův zářivý vektor \mathbf{N} :

$$\mathbf{N} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.37)$$

Z výsledného vztahu je vidět, že elektromagnetické pole je určeno složkami \mathbf{E} a \mathbf{H} a tokem elektromagnetické energie v prostoru. Energie proudí ve směru Poyntingova vektoru \mathbf{N} a je kolmý na rovinu, v níž leží \mathbf{E} a \mathbf{H} . Tento fakt je znázorněn na *Obr. 1.1*. Velikost vektoru \mathbf{N} udává množství energie, jež proteče jednotkovou plochou za jednu sekundu a je kolmá ke směru šíření. [1, 2]



Obr. 1.1 Vzájemná orientace vektorů [1]

1.3 Hloubka vniku elektromagnetického vlnění

Hloubka vniku a , také často nazývána skin efekt, udává nerovnoměrné rozložení proudové hustoty po průřezu vodiče tak, že velikost amplitudy roste od středu vodiče k povrchu. Nerovnoměrné rozložení je ovlivněno frekvencí f , kdy s rostoucí frekvencí, klesá hloubka vniku. Křivku, po které klesá intenzita magnetického pole \mathbf{H} , můžeme popsat jako $\mathbf{H}=e^{-x/a}$. Křivka udává vzdálenost od povrchu, kdy se intenzita magnetického pole \mathbf{H} utlumí na 36,8 %, celých 100 % se pak utlumí do vzdálenosti $2\pi a$. Rovnici pro výpočet hloubky vniku můžeme psát:

$$a = \sqrt{\frac{2}{2\pi f \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \gamma}} \quad (1.38)$$

Vzniklé tepelné ztráty jsou úměrné druhé mocnině intenzity magnetického pole \mathbf{H} , můžeme je popsat křivkou $e^{-2x/a}$, kdy ztráty ve vsázce vznikají pouze do πa .

1.4 Rovnice rovinného harmonického elektromagnetického vlnění

Pouze rovná vodivá stěna, kterou prochází harmonicky proměnný proud, může být zdrojem rovinného elektromagnetického vlnění. Pro odvození rovnic musíme nejprve odvodit obecné fázové rovnice pro harmonické elektromagnetické vlnění. K tomu využijeme již odvozené vlnové rovnice elektromagnetického vlnění (1.11) a (1.14).

1.4.1 Harmonické elektromagnetické vlnění

Rovnice (1.11) a (1.14) upravíme do fázorového tvaru:

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \varepsilon \mu \mathbf{H} - j\omega \gamma \mu \mathbf{H} = \nabla^2 \mathbf{H} + \mathbf{H}(\omega^2 \varepsilon \mu - j\omega \gamma \mu) = 0 \quad (1.39)$$

Výraz v závorce nahradíme konstantou k^2 :

$$k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu - j\omega \gamma \mu = -j\omega \mu (\gamma + j\omega \varepsilon) \quad (1.40)$$

Dosadíme do rovnice (1.11) a získáme rovnici pro \mathbf{H} :

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (1.41)$$

Stejný postup aplikujeme na \mathbf{E} :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.42)$$

Získané rovnice jsou obecné rovnice elektromagnetického vlnění ve fázorovém tvaru. Můžeme je aplikovat, jak na vodivé a nevodivé prostředí, tak i na rovinné a válcové vlnění. Konstantu k nazýváme konstanta šíření, která charakterizuje elektromagnetické vlnění v daném prostředí při úhlovém kmitočtu a harmonickém průběhu \mathbf{H} a \mathbf{E} . [1, 2]

1.4.2 Odvození rovnice rovinného harm. elektromagnetického vlnění

Nyní výše získané rovnice (1.41) a (1.42) použijeme pro odvození rovnic rovinného harmonického vlnění. V soustavě pravoúhlých souřadnic vyjádříme Laplaceův operátor:

$$\left[\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} \right] - k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.43)$$

V případě rovinného elektromagnetického vlnění jsou vektory \mathbf{E} a \mathbf{H} invariantní k souřadnicím y a z , proto jsou derivace \mathbf{E} a \mathbf{H} podle y a z rovné nule. Aplikací Laplaceova operátoru odpadají druhé derivace podle y a z . Tím získáme následující fázorové rovnice:

$$\frac{d^2 \mathbf{H}}{dx^2} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (1.44)$$

$$\frac{d^2 \mathbf{E}}{dx^2} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.45)$$

Rovnice vyřešíme pomocí charakteristické rovnice a získáme výsledný tvar:

$$\mathbf{H} = \mathbf{A}_1 e^{jkx'} + \mathbf{A}_2 e^{-jkx'} = \mathbf{H}_p + \mathbf{H}_r \quad (1.46)$$

Výsledný výraz udává obecné šíření elektromagnetického vlnění pro vodivé a nevodivé prostředí. Parametry \mathbf{A}_1 , \mathbf{A}_2 jsou integrační konstanty, jenž určují z mezních podmínek v konkrétních aplikacích. Člen \mathbf{H}_p popisuje postupující vlnění, které vychází ze zářiče. Člen \mathbf{H}_r vyznačuje odrazení elektromagnetického vlnění zpět od rovné vodivé stěny. Položíme-li počátek souřadnice x' do odrazecí roviny a předpokládáme kladný smysl dané souřadnice zprava doleva, změní se znaménko obou exponentů následně: [1, 2]

$$\mathbf{H} = \mathbf{A}_1 e^{-jkx} + \mathbf{A}_2 e^{jkx} = \mathbf{H}_p + \mathbf{H}_r \quad (1.47)$$

1.4.3 Rovinné elektromagnetické vlnění ve vodivé stěně

1.4.3.1 Intenzita \mathbf{E} a \mathbf{H} ve stěně malé tloušťky

Při dopadu rovinného elektromagnetického vlnění na stěnu malé tloušťky, dochází k tlumení elektromagnetického vlnění, jak postupujícího, tak odraženého od zadního rozhraní. Uvažujeme-li tloušťku stěny d a z jako vzdálenost od zadního rozhraní, platí $z = (d - x)$. Tím získáme vztahy pro výpočet \mathbf{H} a \mathbf{E} .

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_2 \frac{\sinh pz}{\sinh pd} \quad (1.48)$$

$$\mathbf{E} = \frac{p}{\gamma} \mathbf{H}_2 \frac{\cosh pz}{\sinh pd} \quad (1.49)$$

Intenzita elektrického pole \mathbf{E} na rozhraní $x = 0$, $z = d$:

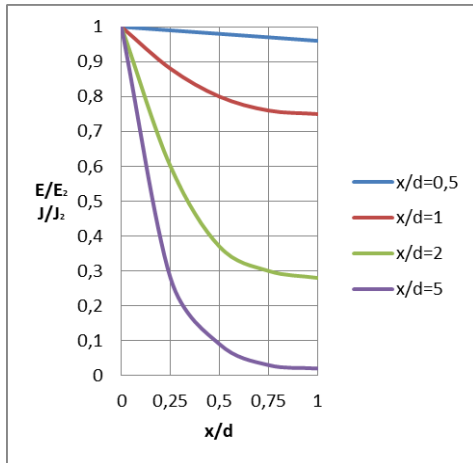
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_2 = \frac{1}{\gamma} \mathbf{J}_2 = \frac{p}{\gamma} \mathbf{H}_2 \frac{\cosh pz}{\sinh pd} \quad (1.50)$$

Intenzita elektrického pole \mathbf{E} na rozhraní $x = d$, $z = 0$:

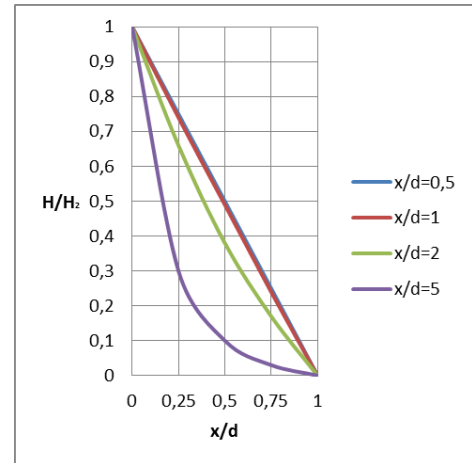
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_4 = \frac{1}{\gamma} \mathbf{J}_4 = \frac{p}{\gamma} \mathbf{H}_2 \frac{1}{\sinh pd} \quad (1.51)$$

V bodě z utvoříme poměr \mathbf{E}/\mathbf{H} :

$$\frac{\mathbf{E}}{\mathbf{H}} = \frac{\mathbf{E}_2}{\mathbf{H}_2} = \frac{p \cosh pd}{\gamma \sinh pd} \quad (1.52)$$



Obr. 1.2. Průběh \mathbf{E}/\mathbf{E}_2 a \mathbf{J}/\mathbf{J}_2 ve stěně malé tloušťky [1]



Obr. 1.3. Průběh \mathbf{H}/\mathbf{H}_2 ve stěně malé tloušťky [1]

Výše uvedený graf Obr. 1.2. znázorňuje průběh poměru \mathbf{E}/\mathbf{E}_2 a \mathbf{J}/\mathbf{J}_2 ve stěně malé tloušťky, kde se zvětšující poměrem d/a se průběhy tlumí více. Obr. 1.3. popisuje průběh \mathbf{H}/\mathbf{H}_2 , který při rostoucím poměru d/a tlumí poměr rychleji. [1]

1.4.3.2 Intenzita \mathbf{E} a \mathbf{H} ve stěně velké tloušťky

Při průchodu elektromagnetického vlnění stěnou velké tloušťky dochází k útlumu, kde dosahují intenzity \mathbf{E} a \mathbf{H} největší hodnotu na povrchu a s rostoucím parametrem x se intenzity exponenciálně utlumují. V důsledku toho se energie elektromagnetického vlnění mění na tepelnou energii. Složky \mathbf{H}_r a \mathbf{E}_r se rovnají nule, protože tloušťka d se blíží nekonečnu. Výrazy pro \mathbf{E} a \mathbf{H} jsou pro $x = 0$:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_p = \mathbf{E}_2 e^{-px} \quad (1.53)$$

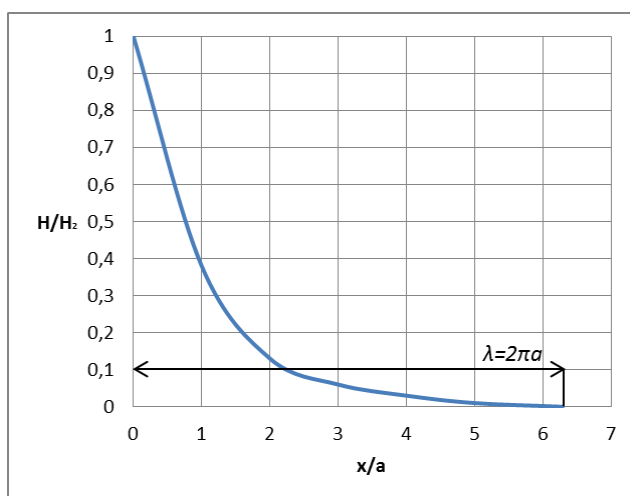
$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_p = \mathbf{H}_2 e^{-px} \quad (1.54)$$

Proudová hustota je:

$$\mathbf{J} = \gamma \mathbf{E} = p \mathbf{H}_2 e^{-\rho x} = \mathbf{J}_2 e^{-\left(\frac{x}{a}\right)} e^{-\left(\frac{x}{a}\right)} \quad (1.55)$$

Poměrem obou složek $\mathbf{E}_p/\mathbf{H}_p$ získáme charakteristickou impedanci prostředí \mathbf{Z} [Ω]:

$$\frac{\mathbf{E}_p}{\mathbf{H}_p} = \frac{p}{\gamma} = \mathbf{Z} \quad (1.56)$$



Obr. 1.4. Průběh H/H_2 , E/E_2 a J/J_2 ve stěně velké tloušťky [1]

Podílem absolutních hodnot fázorů \mathbf{H} , \mathbf{E} a \mathbf{J} v místě x získáme obecný diagram poměrů těchto fázorů. Výsledný průběh je na *Obr. 1.4.*, kde s rostoucím parametrem a , klesají poměry fázorů. Ve vzdálenosti $2\pi a$ je považujeme za utlumené. [1]

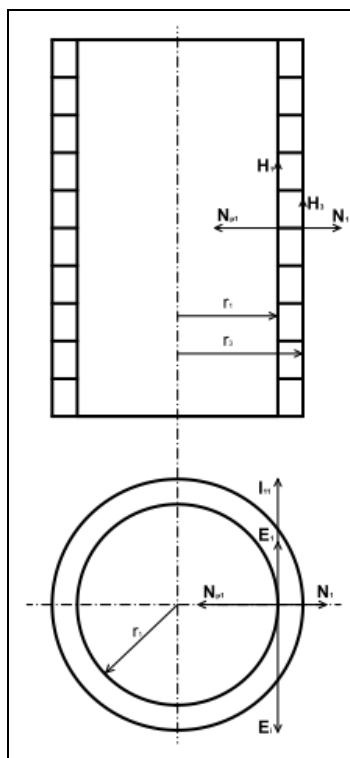
1.5 Válcové elektromagnetické vlnění

V současné praxi velice často indukčně ohřívají materiály válcového tvaru. Válcová plocha o poloměru r , teoreticky nekonečné délky, protékána střídavým proudem, je zdrojem válcového elektromagnetického vlnění. Okamžitá hodnota proudové hustoty v dané části válcové plochy o délce osy 1 m, je v každém zvoleném okamžiku po celé délce vinutí stejná. Pro popis zákonitostí ve válcových tvarech je vhodné zavést cylindrické souřadnice (r, φ, z) .

Vektory intenzity elektrického, magnetického pole a Poyntingova vektoru v jakémkoliv bodě A daného válcovými souřadnicemi, nejsou závislé na úhlu natočení φ v dutině válce, ale jsou popsány funkcí poloměru r . V daném bodě ve vzdálenosti r od osy z budou mít ve všech bodech souosé válcové plochy stejné hodnoty \mathbf{E} a \mathbf{H} . Na *Obr. 1.5.* můžeme vidět počet závitů na osově délce 1 m je označen N_{11} a proud v závitěch vinutí \mathbf{I}_1 . Proud na jednotku délky bude \mathbf{I}_{11} :

$$\mathbf{I}_{11} = N_{11}\mathbf{I}_1. \quad (1.57)$$

Dále z obrázku vidíme, že proud \mathbf{I}_{11} teče stejným směrem jako intenzita elektrického pole \mathbf{E}_1 . Vektor intenzity magnetického pole \mathbf{H}_1 směřuje nahoru. Zatím co, Poyntingův zářivý vektor \mathbf{N}_1 je kolmý k rovině vektorů \mathbf{E}_1 a \mathbf{H}_1 a vstupuje do stěny vinutí. Proud \mathbf{I}_1 vybudí v dutině válcového vinutí magnetický tok, který naindukuje v závitěch napětí \mathbf{E}_i , které je opačně orientované, než je intenzita elektrického pole \mathbf{E}_1 .



Obr. 1.5. Řez válcové cívky [1]

V teoretických úvahách můžeme předpokládat nekonečnou vinutí délku, v důsledku toho se vybuzený magnetický tok v dutině vinutí šíří nekonečným prostorem vně vinutí.

To je příčinou toho, že intenzita magnetického pole \mathbf{H}_3 na vnějším poloměru vinutí r_3 je nulová: [1, 2]

$$\mathbf{I}_{11} = \oint_s \mathbf{H} ds = \mathbf{H}_1 \quad (1.58)$$

1.5.1 Obecné rovnice válcového elektromagnetického vlnění

Pro odvození obecných rovnic válcového elektromagnetického vlnění vychází z obecných fázových rovnic.

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.59)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (1.60)$$

Nejprve si fázové rovnice převedeme a Laplaceův operátor do cylindrických souřadnic, postupujeme následovně:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} \quad (1.61)$$

Intenzita magnetického pole závisí pouze na poloměru r , kde derivace φ a z jsou rovný nule. Na základě toho upravíme Laplaceův operátor:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial r}{\partial r} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} + \frac{1}{r} r \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial r^2} = \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} \quad (1.62)$$

Nyní dosadíme vztah (1.61) do vztahu (1.60):

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (1.63)$$

Posléze vydělíme rovnici konstantou k^2 , ze které dostaneme Besselovu diferenciální rovnici nultého řádu argumentu (kr):

$$\frac{d^2 \mathbf{H}}{d(kr)^2} + \frac{1}{kr} \frac{d\mathbf{H}}{d(kr)} + \mathbf{H} = 0 \quad (1.64)$$

Řešením je lineární kombinace cylindrických funkcí:

$$\mathbf{H} = \mathbf{C}_1 J_0(kr) + \mathbf{C}_2 N_0(kr) \quad (1.65)$$

Integrální konstanty \mathbf{C}_1 a \mathbf{C}_2 , které se určují mezních podmínek. $J_0(kr)$ a $N_0(kr)$ jsou cylindrické funkce nultého řádu.

Intenzitu elektrického pole \mathbf{E} získáme derivací 1. Maxwellovy rovnice:

$$\text{rot } \mathbf{H} = (\gamma + j\omega\epsilon)\mathbf{E} \quad (1.66)$$

Vektor intenzity magnetického pole je kolmý k ploše, jež vystupuje proti nám, má při pohledu proti ose z záporný smysl:

$$-\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} \quad (1.67)$$

Rovnici (1.67) dosadíme do vztahu (1.66) a upravíme tak, abychom získali intenzitu \mathbf{E} :
[1, 2]

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{(\gamma + j\omega\epsilon)} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} \quad (1.68)$$

1.6 Elektrodynamický potenciál

Pro další postup je nutné odvodit vektorový potenciál, protože s tímto potenciálem pracují softwary určeny pro numerické výpočty. Postup odvození vektorového potenciálu je obdobný jako pro elektrický potenciál. Vycházíme ze 4. Maxwellovy rovnice:

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad (1.69)$$

Vektor \mathbf{A} označuje zmíněný vektorový potenciál, který představuje nestacionární vektorové pole. Rovnici (1.69) dosadíme do 2. Maxwellovy rovnice v diferenciálním tvaru a získáme:

$$\text{rot} \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (1.70)$$

Jeli rotace rovnice (1.70) nulová, můžeme psát:

$$-\text{grad } \varphi = \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (1.71)$$

Rovnice (1.71) můžeme upravit tak, abychom získali rovnici intenzity elektrického pole:

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_v \quad (1.72)$$

Rovnici (1.72) vyjádříme pomocí proudové hustoty \mathbf{J} :

$$\mathbf{J} = \gamma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) + \mathbf{J}_v = \mathbf{J}_i + \mathbf{J}_v \quad (1.73)$$

V rovnici (1.73) proudová hustota \mathbf{J}_i označuje vířivé proudy. Tato hustota \mathbf{J}_v reprezentuje hustotu vnuceného proudu. Pokud bychom uvažovali kvazistacionární pole, můžeme v 1. Maxwellově rovnici zanedbat Maxwellův proud a pak můžeme psát:

$$\operatorname{rot} \frac{1}{\mu} \operatorname{rot} \mathbf{A} = \gamma \left(\mathbf{E}_v - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \quad (1.74)$$

Pokud uvažujeme μ konstantní získáme rovnici ve tvaru: [20, 21]

$$\Delta \mathbf{A} = \mu \gamma \left(-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) + \mu \mathbf{J}_v \quad (1.75)$$

1.7 Okrajové podmínky

1.7.1 Dirichletova podmínka

Podmínka udává velikost veličiny v každém bodě na hranici Γ . Určuje derivaci vektorového potenciálu ve směru tečném k hranici Γ a normálovou složku rotace \mathbf{A} , která je složkou magnetické indukce. Zapisujeme ji následovně:

$$\mathbf{A}(\Gamma, t) = \mathbf{A}_\Gamma(\Gamma, t) \quad (1.76)$$

1.7.2 Neumanova podmínka

Neumanova podmínka udává derivaci \mathbf{A} podle vnější normály hranice, zapisujeme:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \mathbf{n}}(\Gamma, t) = f(\Gamma, t) \quad (1.77)$$

Kde f je udávaná hodnota derivace podle vnější normály. [21]

1.7.3 Podmínka symetrie a antisymetrie

Abychom ušetřily potřebný čas pro řešení numerických modelů, je výhodné rozdělit model na několik symetrických částí. Řešení pak probíhá pouze v jedné symetrické části, proto je nutné na rozhraních nastavit okrajové podmínky. Symetrická okrajová podmínka určuje normálový směr magnetického toku a asymetrická okrajová podmínka určuje tangenciální směr magnetického toku.

2 Sdílení tepla

Problematika sdílení tepla, také často nazývána jako termokinetika, se zaměřuje na šíření tepla časem a prostorem s respektováním druhého zákona termodynamiky, kde se teplo samovolně přesunuje z oblasti vyšší teploty do oblasti nižší teploty. Pohyb tepelné energie se uskutečňuje třemi základními způsoby sdílení tepla:

- vedení (kondukce),
- proudění (konvekce),
- záření (radiace).

Sdílení tepla vedením je uskutečňováno v tuhých, kapalných a plynných látkách. Přenos tepla je uskutečněn v nehybném prostředí prostřednictvím vibrací atomů a molekul. Jako příklad sdílení tepla vedením můžeme uvést ohřev kovové tyče na jednom konci, kdy teplota postupně roste nejen v místě ohřevu, ale postupně i ve vzdálenějších částech.

Sdílení tepla prouděním může probíhat pouze v tekutém prostředí, kde dochází k pohybu tekutiny samovolně nebo k nucenému proudění. Samovolnému pohybu dochází díky rozdílu hustoty, kdy s rostoucí teplotou hustota tekutiny klesá a teplejší tekutina stoupá. Nuceného pohybu docílíme přidáním vnější síly, například čerpadla.

Sdílení tepla zářením dochází pomocí elektromagnetického vlnění. Tepelná energie se přemění na elektromagnetické vlnění, které je absorbováno povrchy okolních těles, kde se přemění na tepelnou energii. Jde tedy o sdílení tepla mezi tělesy, která nejsou v přímém kontaktu. Prostředí mezi těmito tělesy musí být propustné pro elektromagnetické záření například vakuum.

V praktických aplikacích se uplatňují všechny tři způsoby sdílení tepla na jednou a zároveň i přenos hmoty. Proto je výhodné rozdělit danou úlohu na děj přenosu tepla a děje sdílení tepla, které můžeme ještě rozlišit podle způsobu. Velice často jeden ze způsobů převažuje, proto ostatní dva můžeme v řešených úlohách zanedbat a zjednodušit si tím výpočet. [6, 7, 8]

2.1 Sdílení tepla vedením

Předpokladem pro uskutečnění sdílení tepla vedením je teplotní pole a existující teplotní rozdíl. Teplotní pole je množina hodnot v daném časovém okamžiku, jež rozlišujeme na stacionární a nestacionární teplotní pole. Nestacionární teplotní pole je funkcí tří souřadnic a času, matematicky jej můžeme psát:

$$T = f(x, y, z, t) \quad (2.1)$$

Kde T je teplota a t je čas. Stacionární pole je funkcí pouze souřadnic a není funkcí času. Matematicky vyjadřujeme:

$$T = f(x, y, z) \quad (2.2)$$

V obou případech můžeme upřesnit, zda je teplotní pole funkcí jedné, dvou nebo tří souřadnic, tím získáme jednosměrné, rovinné a prostorové pole. To platí pro pouze stacionární pole. V případě, že se jedná o nestacionární teplotní pole, je nutné doplnit závislost na čase.

Teplota materiálu se mění ve všech směrech, které protínají izotermy. Největší změna teploty je ve směru normály k izotermě. Gradient teploty je vektor, který udává nárůst teploty ve směru normály, kde ∇ je Hamiltonův operátor:

$$\text{grad}T = \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial T}{\partial z} = \nabla T \quad (2.3)$$

Množství tepla, které se přeneso za jednotku času, nazýváme tepelný tok P . Pokud tepelný tok vztáhneme na jednotku povrchu izotermické plochy, získáme hustotu tepelného toku q :

$$dP = q \cdot dS \quad (2.4)$$

Určení množství tepla Q procházející izotermickou plochou, určíme z rovnice:

$$dQ = q \cdot dS \cdot dT \quad (2.5)$$

Dále J.B. Fourier zjistil, že je hustota tepelného toku úměrná zápornému gradientu teploty. Tuto vlastnost nazýváme prvním Fourierovým zákonem, který zapisujeme ve tvaru:

$$q = -\lambda \cdot \text{grad}T = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2.6)$$

V rovnici (2.6) můžeme pozorovat závislost mezi hustotou tepelného toku a teplotním gradientem. Vektory q a $\text{grad} T$ leží na stejné přímce, ale mají opačnou orientaci, protože teplo respektuje druhý termodynamický zákon. [6, 7]

2.1.1 Součinitel tepelné vodivosti

Součinitel tepelné vodivosti λ označuje fyzikální parametr dané látky. Je závislý na tlaku, teplotě a chemickém složení látky. Zjišťuje se měřením tepelného toku a gradientu teploty a určuje množství tepla, které projde za jednotku času jednotkovou plochou izotermického povrchu, kdy je v materiálu jednotkový teplotní gradient:

$$\lambda = -\frac{dQ}{\text{grad}T \cdot dS \cdot dt} \quad (2.7)$$

Sdílení tepla vedením v plynech je při běžných teplotách a tlacích určena přenosem kinetické energie srážejících molekul, která roste se zvyšující teplotou. U většiny plynů, při teplotě 0 °C, se λ pohybuje v rozmezí 0,01 – 0,03 [W.m⁻¹.K⁻¹]. Výjimku tvoří pouze vodík a helium, kde hélium má $\lambda = 0,14$ W.m⁻¹.K⁻¹ a vodík má $\lambda = 0,17$ [W.m⁻¹.K⁻¹].

Součinitel tepelné vodivosti kapalin s rostoucí teplotou klesá. Hodnota λ se pohybuje v rozmezí 0,08 – 0,70 [W.m⁻¹.K⁻¹]. Výjimku však představuje glycerín a voda, u nichž s rostoucí teplotou součinitel tepelné vodivosti roste.

V případě tuhých těles je λ závislá na materiálových vlastnostech. Rozdíl je v tom se jedná o polovodiče, kovy nebo elektricky nevodivé materiály. Kovy jsou obecně lepšími vodiči tepla než nekovy. Kovy s volnými elektrony mají λ řádově $10^1 - 10^2$ [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$], ale s rostoucí teplotou klesá součinitel tepelné vodivosti. Elektricky nevodivé materiály mají malou λ , protože se teplo přenáší pouze kmitavým pohybem atomů.

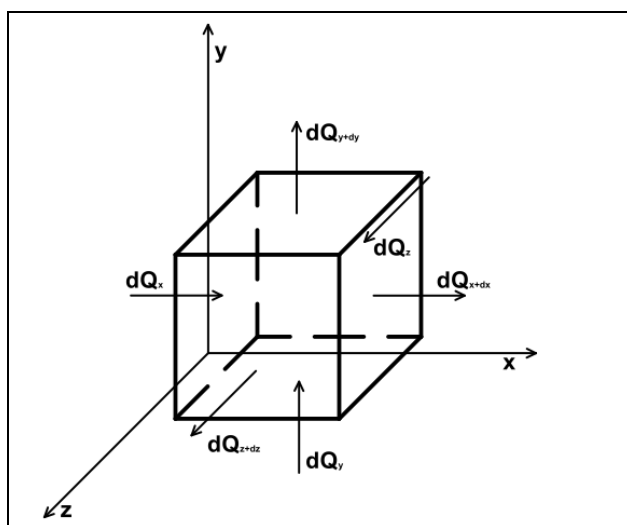
Polovodiče mají nižší počet volných elektronů, proto vedou teplo hůře. V důsledku toho mají i nižší λ než kovy. S rostoucí teplotou a počtem cizích atomů se zvětšuje počet volných elektronů, to vede i ke zvyšování teplotního součinitele vodivosti. [6, 7]

2.1.2 Fourierova rovnice vedení tepla

Fourierova rovnice vedení tepla, také nazývána jako druhý Fourierův zákon vedení tepla, jenž popisuje nestacionární vedení tepla. Uvažujeme tedy, jak se teplo šíří v daném čase. Pro odvození rovnice předpokládáme izobarický děj, kdy změna entalpie tělesa dI je rovna algebraickému součtu tepla dQ_λ , které za čas dt přivede teplo dQ_V důsledkem tepelné vodivosti tělesa, které za stejný čas uvolní vnitřní objemové zdroje:

$$dI = dQ_\lambda + dQ_V \quad (2.8)$$

Elementární hranol o stranách dx , dy , dz , představuje objem dV , který je na Obr 2.1. Množství tepla za čas dt přivedené jednotlivými stěnami označíme dQ_x , dQ_y , dQ_z . Množství odvedeného tepla označíme dQ_{x+dx} , dQ_{y+dy} , dQ_{z+dz} .



Obr. 2.1 Schéma k odvození Fourierovy rovnice vedení tepla [4]

Pro stěny kolmé na osu x můžeme psát:

$$dQ_x = q_x \cdot dy \cdot dz \cdot dt \quad (2.9)$$

$$dQ_{x+dx} = q_{x+dx} \cdot dy \cdot dz \cdot dt \quad (2.10)$$

Členy q_x a q_{x+dx} představují hustotu tepelného toku na příslušně stěně. Funkce q_{x+dx} je v intervalu dx spojitá, můžeme jí vyjádřit Taylorovým polynomem. Pokud zanedbáme členy druhého a vyšších řádů získáme rovnici ve směru osy x :

$$dQ_{\lambda,x} = dQ_x - dQ_{x+dx} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt \quad (2.11)$$

Rovnice pro směry y a z můžeme odvodit analogicky. Celkový přírůstek tepla do elementárního hranolu v důsledku tepelné vodivosti je:

$$dQ_\lambda = dQ_{\lambda,x} + dQ_{\lambda,y} + dQ_{\lambda,z} = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) \cdot dV \cdot dt \quad (2.12)$$

Množství tepla uvolněné v objemu dV za čas dt :

$$dQ_v = q_v \cdot dV \cdot dt \quad (2.13)$$

Přírůstek entalpie pro izobarický děj:

$$dI = m \cdot c_p \cdot dT = \rho \cdot dV \cdot c_p \cdot dT \quad (2.14)$$

Jelikož musíme uvažovat změnu teploty s časem, určíme diferenciál teploty:

$$dt = \frac{\partial t}{\partial T} dT \quad (2.15)$$

$$dI = \rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \cdot dV \cdot dt \quad (2.16)$$

Dosadíme do rovnice (2.8) a upravíme na tvar nazývaný Fourierova rovnice vedení tepla:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_v \quad (2.17)$$

Za předpokladu, že vycházíme z konstantních fyzikálních vlastností, můžeme psát:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{\rho \cdot c_p} \quad (2.18)$$

$$a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \quad (2.19)$$

Vztah (2.19) označuje součinitel teplotní vodivosti, který charakterizuje rychlost změny teplotního pole materiálu při povrchové změně. Rychlost změn na povrchu materiálu roste s rostoucí hodnotou a . Nejvyšší hodnoty dosahují kovy a nejnižší plyny.

Zavedeme-li Laplaceův operátor, můžeme psát nejčastěji užívaný tvar Fourierovy rovnice vedení tepla (2.21): [6, 7]

$$\nabla^2 T = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \nabla^2 T + \frac{q_v}{\rho \cdot c_p} \quad (2.21)$$

2.2 Sdílení tepla prouděním

Přenos tepla prouděním je uskutečněno pouze v plynných a kapalných látkách. Proces je vždy doprovázen vedením tepla, protože základem je tepelný pohyb elementárních částic. Proudění dělíme podle způsobu vzniku na volné a nucené.

Volné proudění je důsledkem nerovnoměrného rozdělení hmotnostních sil v tekutině. Přirozené proudění je nejčastějším způsobem volného proudění. Pohyb vzniká v nerovnoměrně ohřáté tekutině, na kterou působí gravitační síla. Nucené proudění vzniká pomocí rozdílu tlaku, který je vyvolán uměle například čerpadly, ventilátory, tahem komína atd. V obou způsobech proudění může vznikat laminární a turbulentní proudění. Laminární proudění označuje, že jednotlivé vrstvy tekutin se nemísí. Při turbulentním proudění v tekutině vznikají víry. [4, 8, 22]

2.2.1 Fourierova – Kirchhoffova rovnice

Fourierova – kirchhoffova rovnice umožňuje popis teplotního pole proudící kapaliny. Základem pro odvození se předpokládá, že je kapalina izotropní, homogenní, vnitřní zdroje tepla jsou rovnoměrně rozmístěny a děj probíhá za konstantního tlaku. Pro samotné odvození můžeme použít Fourierovu rovnici pro vedení tepla v tuhém tělese:

$$q = -\lambda \cdot \text{grad } T \quad (2.22)$$

Pro pohybující se kapalinu je nutné rovnici (2.22) doplnit o teplo, které přenesou kapalina o rychlosti v , hustotě ρ a měrné entalpii i přes jednotku plochy za jednotku času:

$$q = -\lambda \cdot \text{grad } T + \rho \cdot v \cdot i \quad (2.23)$$

Fourierova – Kirchhoffova rovnice se častěji zapisuje jako úplná derivace teploty:

$$\frac{dT}{dt} = a \cdot \nabla^2 \cdot T + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho} \quad (2.24)$$

kde a je součinitel teplotní vodivosti, c_p je měrná tepelná kapacita a ρ je hustota. [4, 8, 10]

2.2.2 Součinitel přestupu tepla prouděním

Součinitel přestupu tepla značíme α , udává tepelný tok přestupující z kapaliny do stěny. K intenzivnější výměně tepla dochází, když součinitel dosahuje vyšších hodnot. Velikost je závislá na rychlosti proudění kapaliny, tvaru, tepelné vodivosti, tlaku, atd. Součinitel α můžeme odvodit z Newtonova zákona:

$$dP_p = \alpha(T_p - T) \cdot dS \quad (2.25)$$

Diferenciál plochy dS definuje, kde se uskutečňuje sdílení tepla. Snadnou úpravou můžeme odvodit součinitel α : [4, 10]

$$\alpha = \frac{dP_p}{(T_p - T) \cdot dS} = \frac{\lambda}{(T_p - T)} \frac{\partial t}{\partial n} \quad (2.26)$$

2.3 Sdílení tepla zářením

Posledním způsobem sdílení tepla je záření, jež je často označován jako radiace či sálání. Vyzařovaná energie je přenášena elektromagnetickými vlnami. V případě teorii sdílení tepla má největší význam infračervené záření, protože je pohlcováno tělesy, kde se jeho energie mění na tepelnou energii. Infračervené záření má vlnovou délku cca od 0,78 až 360 μm . Užitím vlnové teorie lze záření představit jako pohyb vln o vlnové délce λ a frekvenci f , kde platí:

$$c = f \cdot \lambda \quad (2.27)$$

Pokud má těleso teplotu vyšší než je absolutní nula, vyzařuje do svého okolí tepelnou energii v podobě infračerveného záření. V opačném případě přijímá tepelnou energii od jiných těles. Při dopadajícím záření na těleso, se část energie pohltí, část odrazí a část propustí. Plocha, od které se záření odrazí, nazýváme absolutně bílé. Naopak absolutně černý povrch záření pohltí. Ve skutečnosti povrchy těles nejsou ani absolutně bílé ani absolutně černé, ale jsou to jejich kombinace, nazýváme je povrch šedé. Materiály mohou mít následující vlastnosti:

$$\text{Pohltivost} = A = \frac{\text{pohlčené energie}}{\text{celková dopadající energie}} \quad (2.28)$$

$$\text{Odrazivost} = R = \frac{\text{odražená energie}}{\text{celková dopadající energie}} \quad (2.29)$$

$$\text{Propustnost} = T = \frac{\text{propuštěná energie}}{\text{celková dopadající energie}} \quad (2.30)$$

Při respektování zákona zachování energie musí platit:

$$A + R + T = 1 \quad (2.31)$$

Pro absolutně černé těleso platí $A=1$, $R=T=0$ a absolutně bílé těleso platí $R=1$, $A=T=0$. Většina nekovových a všechna kovová tělesa infračervené záření nepropustí tedy $A+R=1$, $T=0$. [4, 10, 11]

2.3.1 Kirchhoffův zákon

Kirchhoffův zákon vyzařování udává poměr intenzity vyzařování k pohltivosti. Pokud uvažujeme dvě rozlehlé rovnoběžné desky s malou vzdáleností, jsou obě absolutně černé, pak se část výkonu pohltí a část odrazí zpět. Můžeme psát celkovou bilanci výkonu:

$$P = P_{\check{c}} - P_{\check{s}} - (P_{\check{c}} - A_{\check{s}} \cdot P_{\check{c}}) = A_{\check{s}} \cdot P_{\check{c}} - P_{\check{s}} \quad (2.32)$$

Pokud budou teploty ploch stejné, bude $P = 0$, můžeme psát:

$$P_{\check{s}} = A_{\check{s}} \cdot P_{\check{c}} \quad (2.33)$$

$$\frac{P_{\check{s}}}{A_{\check{s}}} = P_{\check{c}} = \sigma_{\check{c}} \cdot T^4 \quad (2.34)$$

Úpravou pak získáme výslednou rovnici pro zářivý výkon šedého tělesa:

$$P_{\xi} = A_{\xi} \cdot \sigma_{\xi} \cdot T^4 = \varepsilon_{\xi} \cdot \sigma_{\xi} \cdot T^4 \quad (2.35)$$

Z rovnice (2.35) udává, že zářivost tělesa je přímo úměrná jeho pohltivosti. [4, 11, 12]

2.3.2 Planckův zákon

Z Planckova vyzařovacího zákona můžeme odvodit rovnici pro intenzitu vyzařování absolutně černého tělesa $E_{\lambda,\xi}$, jako funkci absolutní teploty T a vlnové délky λ . Můžeme vyjádřit jako:

$$E_{\lambda,\xi} = \frac{c_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)} \quad (2.36)$$

kde $c_1 = 3,7418 \cdot 10^{-16} \text{ [W} \cdot \text{m}^{-3}]$ a $c_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ [m} \cdot \text{K}]$. Rovnice (2.36) je nejužívanější tvar Planckova zákona. Platí pro teploty 600 – 2400 K s vlnovou délkou menší než 8 μm . [4, 12]

2.3.3 Wienův posunovací zákon

Wienův posunovací zákon říká, že maximální hodnota spektrální hustoty zářivého toku se rostoucí teplotou tělesa (zářiče) posouvá ke kratším vlnovým délkám. Matematicky lze zapsat jako:

$$\lambda_{\max} = \frac{2898}{T} \quad (2.37)$$

Kde λ_{\max} je vlnová délka a kde při dané teplotě tělesa je hodnota spektrální hustoty zářivého toku maximální. [13]

2.3.4 Stefanův – Boltzmannův zákon

Stefanův – Boltzmannův zákon říká, že množství tepelné energie, jež vyzaří absolutně černé těleso o jednotkové ploše za jednotku času, je úměrné čtvrté mocnině teploty T . Matematicky můžeme psát:

$$P_{\xi} = \sigma_{\xi} \cdot T^4 \quad (2.38)$$

Kde σ_{ξ} je právě Stefanova – Boltzmannova konstanta, která má hodnotu $\sigma_{\xi} = 5,6697 \cdot 10^{-8}$ [W·m⁻²].[13]

Pokud se jedná o nedokonalý zářič, musí se rovnice (2.38) doplnit o emisivitu ε , která udává schopnost zářiče vyzařovat. Můžeme zapsat následovně: [14]

$$P = \varepsilon \cdot \sigma_{\xi} \cdot T^4 \quad (2.39)$$

2.3.5 Lambertův zákon

Lambertův zákon pro černé těleso udává, že směrová intenzita jeho vyzařování $I_{0,\varphi}$ je dána součinem směrové intenzity ve směru normály $I_{0,n}$ a $\cos\varphi$ mezi normálou a daným směrem. Platí rovnice:

$$I_{0,\varphi} = I_{0,n} \cdot \cos \varphi \quad (2.40)$$

Pokud dosadíme rovnici (2.40) do rovnice pro plošnou zářivost L černého tělesa, potom platí:

$$L_{0,\varphi} = \frac{I_{0,n} \cdot \cos \varphi}{\cos \varphi} = I_{0,n} = L_0 \quad (2.41)$$

Rovnice (2.41) platí i pro ostatní Lambertovy plochy, které nejsou černé. Proto je možné Lambertův zákon aplikovat pouze na difuzně zářící tělesa, kde platí: [13]

$$I_{0,\varphi} = L_0 \cdot \cos \varphi \quad (2.42)$$

2.3.6 Snellův zákon

Snellův zákon je jedním ze základních zákonů popisujících šíření elektromagnetického vlnění. Popisuje vlnění, které prochází přes rozhraní z jednoho prostředí do druhého. Platí vztah:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v}{v'} = n \quad (2.43)$$

kde n je index lomu, v a v' je rychlost šíření v daném prostředí. [12]

2.4 Teplotní pole

Teplotní pole vzniká v důsledku přítomnosti elektromagnetického pole, které se vyskytuje v materiálech. Tím v daném materiálu dochází k výskytu Joulových ztrát, magnetizačních ztrát a dialektických ztrát, které se projeví změnou teploty v uvažovaném materiálu.

Teplotu v systému můžeme obecně určit jako funkci polohy a času, proto můžeme psát $T = T(r, t)$, kde r označuje polohu vektoru a t označuje čas, ale i jednotlivé složky mohou být funkcí času. Základní veličinou popisující teplotní pole je tepelný tok, který můžeme v daném bodě zapsat:

$$\mathbf{q}(r, t) = \lambda \cdot \text{grad} \cdot T(r, t) \quad (2.44)$$

Vektor představuje množství tepla, které projde jednotkou plochy za jednotku času. Tepelná vodivost λ vyznačuje schopnost materiálu nebo prostředí přenášet teplo. Konstantní ji používáme jen ve speciálních případech, protože je nejčastěji funkcí teploty T .

Dále je v teplotních záležitostech zapotřebí, uvažovat měrnou tepelnou kapacitu c . Ta říká kolik tepla je potřeba dodat to jednoho kilogramu látky, aby se jeho teplota zvýšila o jeden stupeň Kelvina nebo Celsia. Měrná tepelná kapacita je udávána buď při konstantním tlaku značíme c_p , nebo při konstantním objemu značíme c_v .

2.4.1 Rovnice přestupu tepla

Říká, že teplo dodané do tělesa o hmotnosti m a měrné tepelné kapacitě při konstantním tlaku c_p se teplota T_1 zvýší na teplotu T_2 . Rovnici můžeme vyjádřit ve tvaru:

$$Q = m \cdot c_p (T_2 - T_1) \quad (2.45)$$

Rovnice (2.45) platí pouze, když je teplota tělesa v každém bodě stejná. Při reálných aplikacích je to spíše naopak. Tedy v každém bodě tělesa je teplota odlišná, proto je vhodné rovnici integrovat ve tvaru:

$$Q = \int_V \rho \cdot c_p (T_2 - T_1) dV \quad (2.46)$$

Kde parametry ρ a c_p jsou funkcí teploty. Nyní můžeme odvodit rovnici pro přestup tepla, kde budeme vycházet z rovnováhy sil v elementárním objemu V a můžeme psát:

$$P(t) = \frac{dQ(t)}{dt} + P_i(t) \quad (2.47)$$

$P(t)$ označuje výkon dodaný od tepelných zdrojů v objemu V , který získáme integrací objemového výkonu přes objem:

$$P(t) = \int_V p(r, t) dV \quad (2.48)$$

V rovnici (2.47) je výkon složen ze dvou složek. První složka označuje časovou změnu vnitřní energie v objemu V . Druhá složka představuje teplo procházející přes hranici plochy o objemu V . Rovnici musíme upravit následovně:

$$Q(t) = \int_V \rho \cdot c_p (T_{(r,t)} - T_1) dV \quad (2.49)$$

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \cdot c_p (T_{(r,t)} - T_{l(r)}) dV \quad (2.50)$$

Pokud bychom uvažovali, že parametry ρ , c_p a T_l nejsou funkcí času, můžeme psát:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \int_V \rho \cdot c_p \frac{dT(r,t)}{dt} dV \quad (2.51)$$

Tepelný tok procházející hranicí plochy S , určíme z tepelného toku integrovaný přes uvažovanou hranici:

$$P_i(t) = \oint_S \mathbf{q}(r,t) dS = \oint_S q(r,t) ndS = \int_V \operatorname{div} \mathbf{q}(r,t) dV \quad (2.52)$$

Dosažením rovnic (2.48), (2.51) a (2.52) do rovnice (2.47) získáme: [4, 10]

$$\int_V p(r,t) dV = \int_V \rho \cdot c_p \frac{dT(r,t)}{dt} dV + \int_V \operatorname{div} \mathbf{q}(r,t) dV \quad (2.53)$$

2.5 Okrajové podmínky teplotního pole

2.5.1 Dirichletova okrajová podmínka

Podmínku můžeme použít vždy, když předem známe hodnotu teploty na hranici Γ , zapisujeme jí následovně: [21]

$$T(\Gamma, t) = f_0(\Gamma, t) \quad (2.54)$$

2.5.2 Neumanova okrajová podmínka

Podmínka definuje velikost toku energie přes hranici Γ . Často jí uvažujeme na osách symetrie, kde je nulový tok přes hranici. Zapisujeme následovně: [21]

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}}(\Gamma, t) = f_0(\Gamma, t) \quad (2.55)$$

2.5.3 Newtonova okrajová podmínka

Newtonova okrajová podmínka se používá na rozhraních pevných látek s kapalnými či plynnými látkami. Tato podmínka se využívá při modelování, můžeme jí psát následovně: [21]

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \alpha(T_p - T) \quad (2.56)$$

2.5.4 Okrajová podmínka IV. druhu

Okrajová podmínka IV. druhu označuje podmínky respektující sdílení tepla zářením. Podmínka vychází ze Stefan-Boltzmanova zákona tedy, že tepelný tok zářením je úměrný rozdílu čtvrtých mocnin teplot na povrchu těles. Okrajovou podmínku můžeme psát: [21]

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = \varepsilon \cdot c(T_{ext}^4 - T^4) \quad (2.57)$$

3 Nanovrstvy

Nanovrstvy jsou vrstvy vytvořeny na nosném substrátu o tloušťce desítek nanometrů až jednotek mikrometrů. Pro tvorbu těchto vrstev se využívá uzavřeného vakuového prostoru. V elektronice se nejčastěji využívají dva způsoby tvorby nanovrstev vakuové napařování a vakuové napařování. Uplatnění mají nejen v mnoha oblastech elektrotechnického a strojího průmyslu, ale také v například v medicíně nebo v optice. V elektrotechnickém průmyslu se nejčastěji používají, jako kontakty v polovodičových čipech, dále v senzorech, displejích nebo jako magnetické vrstvy.

3.1 Základní vlastnosti nanovrstev

Vlastnosti nanovrstev jsou ovlivňovány nejen jejich tloušťkou, ale i dalšími faktory, které jsou dány materiálem vrstvy a podložky, kvalitou podložky, čistotou povrchu podložky, způsobem depozice a také teplotních rozdílů podložky a vrstvy. Kvalitu vrstev může značně ovlivnit použitá technologie výroby a čistota nanášeného materiálu. Používané materiály pro přípravu nanovrstev mají čistotu 99,999 % nebo vyšší.

Podle materiálů použitých pro výrobu, lze nanovrstvy rozdělit na vodivé, dielektrické, odporové, polovodičové a supravodivé. Vodivé nanovrstvy jsou nejčastěji tvořeny z Au, dále Al, Ni, Ag, Cu, atd. Dielektrické nanovrstvy jsou nejčastěji tvořeny z feromagnetik. Pro tvorbu odporových nanovrstev se často používá slitina NiCr. Polovodičové nanovrstvy hrají důležitou roli při výrobě tranzistorů používaných v mikroprocesorech, obvyklé materiály jsou Si a Ga. V současnosti nejvíce sledovaná skupina vrstev jsou supravodivé nanovrstvy, zejména vysokoteplotní supravodiče typu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

3.2 Způsoby vytváření nanovrstev

Nanovrstvy je možné vytvářet nejrůznějšími způsoby, k nejrozšířenějším patří již zmíněné vakuové metody a chemické depozice. Mezi chemické způsoby přípravy nanovrstev patří mnoho metod pro přípravu epitaxních vrstev, kdy principem je krystalograficky orientovaná nanovrstva, která roste na krystalické podložce. Další možností přípravy nanovrstev jsou metody elektrotechnické, které jsou nejčastěji používány k zesilování vodivých vrstev vytvořených chemicky.

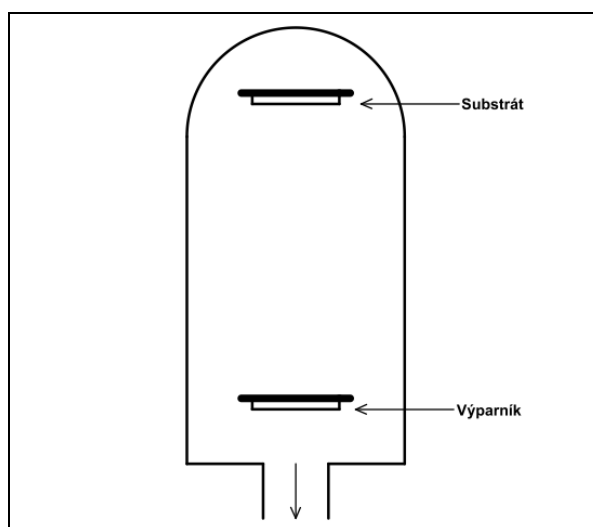
Pro tvorbu nanovrstev se používají podložky ze skla, křemičitého skla, oxidovaných Si substrátů nebo broušeného, leštěného a glazovaného korundu. Pro náročné aplikace také safíru a mnoha dalších materiálů. Aby bylo možné vytvořit kvalitní vrstvu, musí podložka splňovat následující podmínky:

- dobrou přilnavost k vrstvě,
- povrch o vysoké kvalitě,
- podobný koeficient teplotní roztažnosti,
- dostatečná čistota.

Postupy pro udržení čistoty substrátu není přesně definován, každý výrobce má vypracovaný vlastní postup tak, aby co nejlépe vyhovoval jeho potřebám při tvorbě nanovrstev. [16]

3.2.1 Vakuové napařování

Metoda vakuového napařování je nejjednodušším způsobem vytváření nanovrstev. Částice napařovaného materiálu jsou uvolňovány z materiálu pomocí zahřívání v uzavřeném systému. V uzavřeném systému se ustaví rovnovážný tlak, nazývaný tenze nasycených par. Principem je ohřívání materiálu pro vypařování, tím se vytvoří podmínky pro přenos materiálu z místa o vyšší teplotě do místa s nižší teplotou. To způsobí, že na substrátu začne růst požadovaná nanovrstva. Na *Obr. 3.1.* je znázorněn princip vakuového napařování.



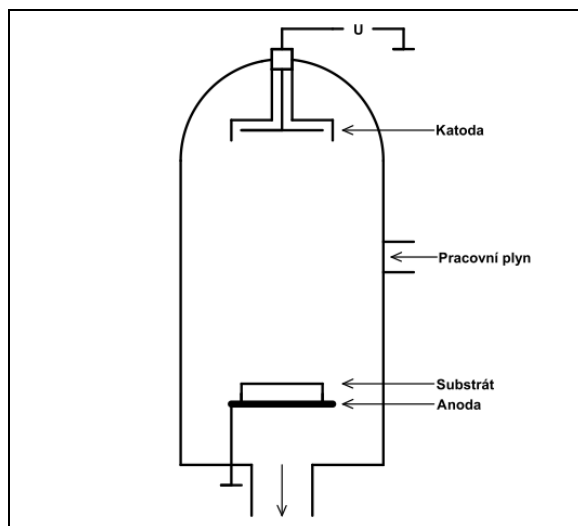
Obr. 3.1. Schéma vakuového napařování [17]

Pro ohřev materiálu se nejčastěji používá odporového a indukčního ohřevu nebo iontovým svazkem. Proces napařování probíhá ve vakuu 10^{-4} až 10^{-6} Pa, který zvětšuje střední volné dráhy molekul nanášeného materiálů.

Nanesené nanovrstvy obsahují mnoho strukturních nehomogenit a defektů. V důsledku toho snižuje kvalitu vytvořené vrstvy. Pro docílení stability záleží na zvolené teplotě a době. Například nanovrstva NiCr se stabilizuje při teplotě 300°C po dobu 1 hodiny, pro vysokou stabilitu se volí teplota 200°C po dobu 24 hodin. Volba teploty a času závisí na daném materiálu. [16, 17]

3.2.2 Vakuové napařování

Princip vakuového napařování je založen na rozprašování materiálu katody, nazývané terč, energetickými ionty a následné kondenzace částic odpařeného materiálu na substrátu. Na katodu je přivedeno řádově několik tisíc voltů. Do komory se přivádí pracovní plyn a jeho ionty jsou urychlovány elektrickým polem, které dopadají na povrch napařovaného materiálu. Tím jsou z povrchu vytrhávány atomy terče, které se průchodem oblastí ionizovaného plynu také ionizují a dopadají na povrch substrátu. Na *Obr 3.2.* je znázorněno základní schéma vakuového napařování.



Obr. 3.2. Schéma vakuové napařování [17]

Vakuové napařování probíhá v pracovní komoře při tlaku 1 - 10 Pa. Samotné rozprašování probíhá za přítomnosti plazmatu tak, že se do pracovní komory přivede inertní plyn např. argon, dusík nebo směs inertního a reaktivního plynu. Inertní plyn se používá pro depozice vrstev stejného složení, jako má rozprašovaný terč. Směsi inertního

a reaktivního plynu se používá pro depozici vrstev různých chemických sloučenin. [16, 17, 18]

3.3 Požadavky na indukční ohřev nanovrstev

Základní konstrukce indukčního zařízení pro ohřev materiálů je induktor, kterým protéká střídavý proud a vsázka, která absorbuje elektromagnetické pole vyzářené cívkou. V podstatě se jedná o vzduchový transformátor, kde je induktor primární vinutí a vsázka sekundární vinutí spojené nakrátko.

Dopadající elektromagnetické pole proniká do vsázky povrchem. Ve vsázce vyvolá indukované proudy, čímž dochází k ohřevu vsázky. K tomu dochází tak, že procházející elektromagnetické pole se utlumuje a tím se mění na tepelnou energii. Vzdálenost, kam prostoupí elektromagnetické pole, udává hloubka vniku:

$$a = \sqrt{\frac{2}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot \mu \cdot \gamma}} \quad (3.1)$$

Ze vztahu zjistíme, že hloubku vniku můžeme měnit pouze změnou frekvence. Pokud zvolíme vysokou frekvenci, ohřeje se povrch vsázky, naopak pokud zvolíme nižší frekvenci, začne se ohřívat vsázka celá. Abychom dosáhli efektivního ohřevu vsázky, je vhodné uvažovat tloušťku vsázky (nanovrstvy) 3,5 krát větší než je hloubka vniku. V *Tab. 3.1* je uvedena závislost hloubky vniku na frekvenci pro měď, hliník a ocel.

Tab. 3.1 Závislost hloubky vniku na frekvenci [19]

f [Hz]	a [mm]					
	Měď		Hliník		Ocel	
	20°C	1100°C	20°C	660°C	20°C	800°C
50	9,5	31,8	12,2	31,5	8	71,2
1 000	2,1	7,1	2,7	7	1,8	15
10 000	0,67	2,25	0,86	2,2	0,56	5
100 000	0,067	0,22	0,086	0,22	0,056	0,5

Účinnost indukčního ohřevu je závislá nejen na teplotě a materiálu ohřívané vsázky, ale i na tvaru induktoru, který by měl mít stejný tvar jako vsázka. Elektrická účinnost je závislá na poměru tloušťky vsázky d a hloubky vniku a . V *Tab. 3.2* je uvedena závislost elektrické účinnosti na teplotě.

Tab. 3.2 Závislost účinnosti na teplotě [19]

Materiál	Měď		Hliník		Ocel	
	20°C	1100°C	20°C	660°C	20°C	800°C
$\eta_{el\ max}$ [%]	50	70	56	77	93	88

Energie nutná pro ohřev vsázky je závislá na dodávaném příkonu a čase, po kterou je příkon dodáván. Můžeme psát:

$$W = P \cdot t = m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (3.2)$$

Rozdíl teplot závisí na použitém materiálu v souvislosti s použitým technologickým procesem. Hmotnost získáme součinem měrné hustoty a objemu ohřivaného materiálu:

$$m = \rho \cdot V \quad (3.3)$$

Potřebný příkon pro ohřev vsázky můžeme snadno vyjádřit z rovnice (3.2) následovně:

$$P = \frac{m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1)}{t} = R \cdot I_{ef}^2 = \frac{l}{2a\gamma} H^2 \cdot S \quad (3.4)$$

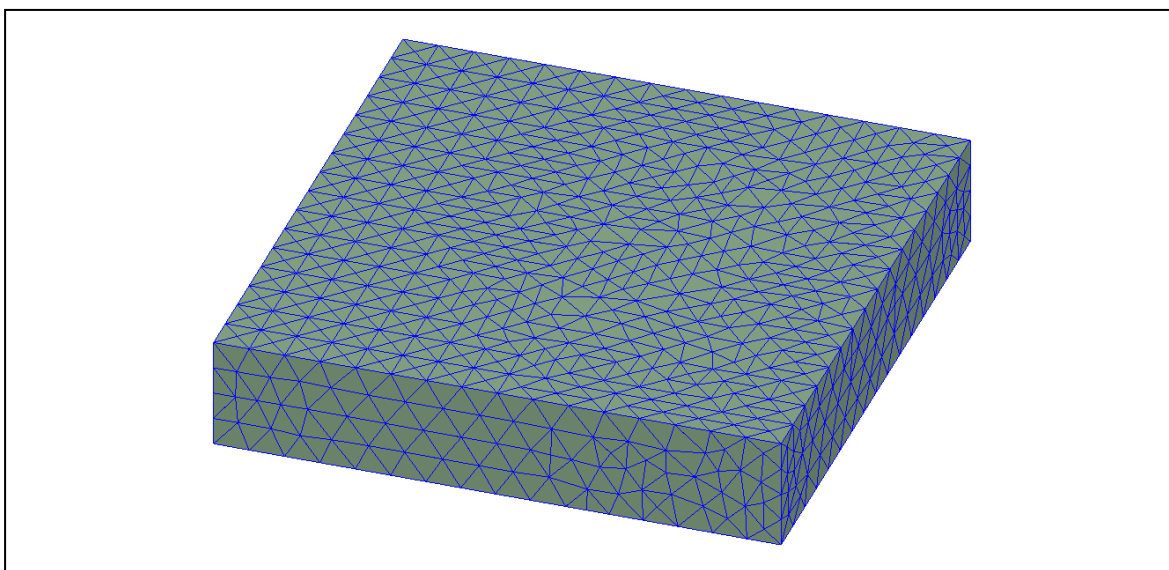
Rovnicí (3.4) jsme získali výpočet Joulových ztrát ve vsázce. Z rovnice vidíme, že velikost ztrát můžeme ovlivnit velikostí dodávaného proudu do vsázky. Dále můžeme Joulovy ztráty ovlivnit hloubkou vniku, kterou můžeme měnit v závislosti na frekvenci. Nicméně je nutné ještě uvažovat vliv proudění, které odvádí část vzniklých ztrát do okolí. Ztráty odvedené do okolí určíme následovně: [10, 19]

$$P_z = \alpha(T_2 - T_1) \cdot S \quad (3.5)$$

4 Numerický model indukčního ohřevu nanovrstev

Numerické modely indukčního ohřevu nanovrstev jsou vytvořeny ve výpočetním softwaru ANSYS Maxwell a ANSYS Mechanical. Výpočetní software umožňuje komplexní řešení lineárních a nelineárních úloh ve 2D a 3D prostoru. Pro řešení používá metodu konečných prvků, která je dnes nejvíce používána.

Základem této metody je prvek (element), který má konečný rozměr. Abychom mohli objekt rozdělit na prvky, je nutné v modelu vytvořit síť (mesh) konečných prvků. Hustota těchto prvků velice ovlivňuje kvalitu výsledku, ale také potřebný hardware a čas pro řešení zadané úlohy. V případě nízkého počtu prvků je výpočet rychlý, ale získané výsledky nemusejí být relevantní. Naopak při velkém počtu prvků s použitím stejného hardwaru, může být doba o mnoho delší. Proto je důležité věnovat dostatečnou pozornost při návrhu optimální meshe modelu. Na *Obr 4.1.* je příklad vytvoření meshe. [23]

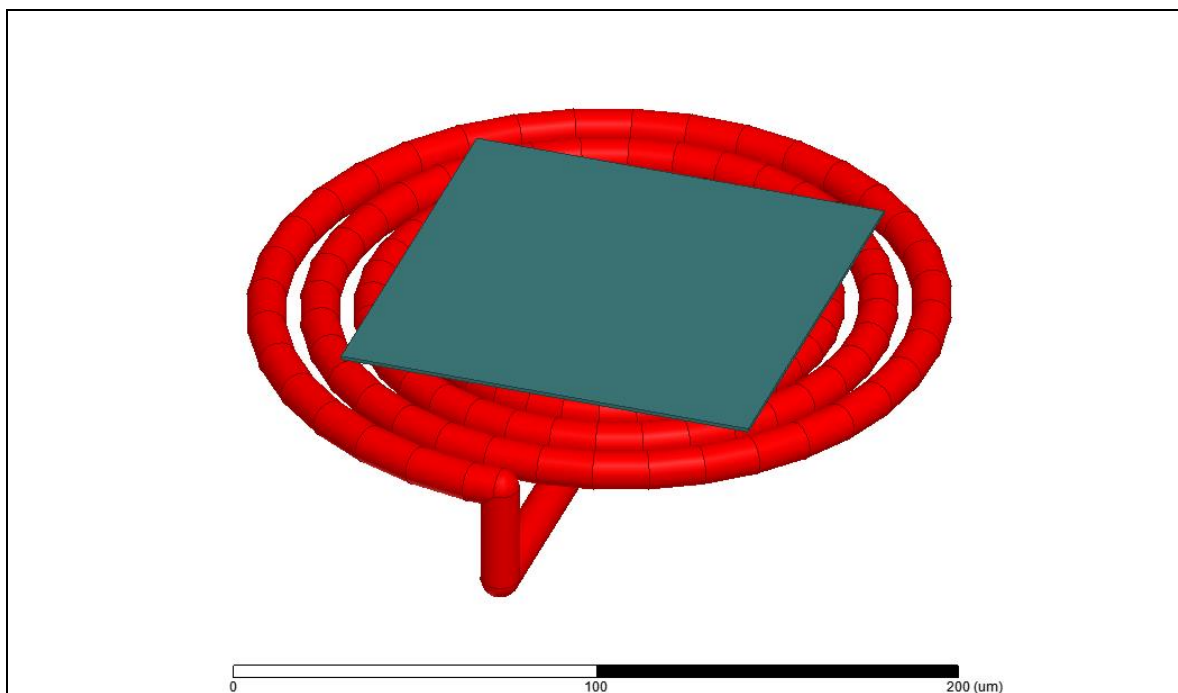


Obr. 4.1. Příklad vytvořené meshe

4.1 Indukční ohřev nanovrstev podélným elektromagnetickým polem

4.1.1 Vytvoření geometrie a nastavení parametrů

Model indukčního ohřevu podélného elektromagnetického pole je na *Obr. 4.2*. Geometrie induktoru je tvořena spirálou se šesti závity o průměru 11 μm , kde je materiálem měď. Nad induktorem, ve vzdálenosti 1 μm , je umístěna nanovrstva o rozměrech 120x120x1 μm . Materiál ohřivaných nanovrstev je měď s konduktivitou $\gamma = 58 \cdot 10^6 \text{ S/m}$ a hliník konduktivitou $\gamma = 38 \cdot 10^6 \text{ S/m}$. Do induktoru je dodáván harmonický proud o velikosti $I_1 = 20 \text{ mA}$ s frekvenčním rozsahem 10 kHz až 10 GHz. Maxwellův proud, zde nebyl uvažován, protože u zkušebnímu modelu se prokázala maximální chyba 5,54 %, výsledky jsou uvedeny v příloze č. 2.

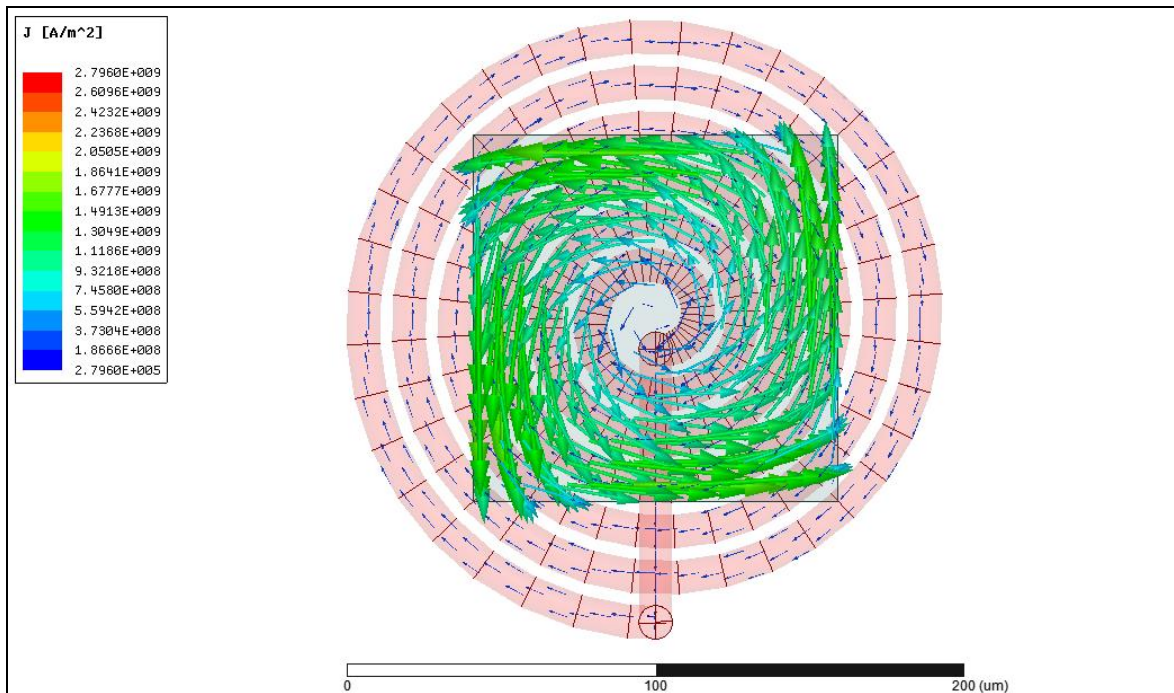


Obr. 4.2. Model indukčního ohřevu podélným elektromagnetickým polem

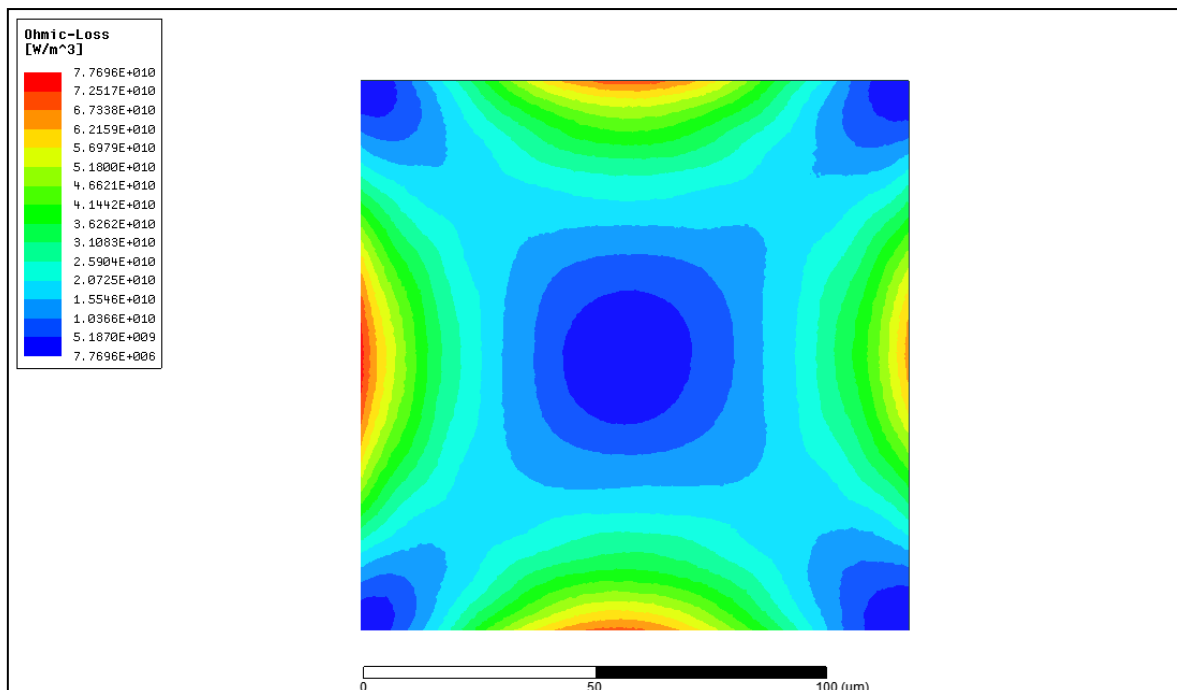
4.1.2 Výsledky simulace

Rozložení proudové hustoty znázorňuje *Obr. 4.3*. Procházejícím harmonickým proudem vznikne proměnné magnetické pole, které indukuje proudy v nanovrstvě opačným směrem. To ukazuje, že princip ohřevu je identický s indukčním ohřevem válcové vsázky. Naindukované proudy začnou nanovrstvu ohřívat vlivem Joulových ztrát. Joulovy ztráty

rostou s kvadrátem naindukovaných proudů do nanovrstvy. Obr. 4.4. znázorňuje rozložení Joulových ztrát.



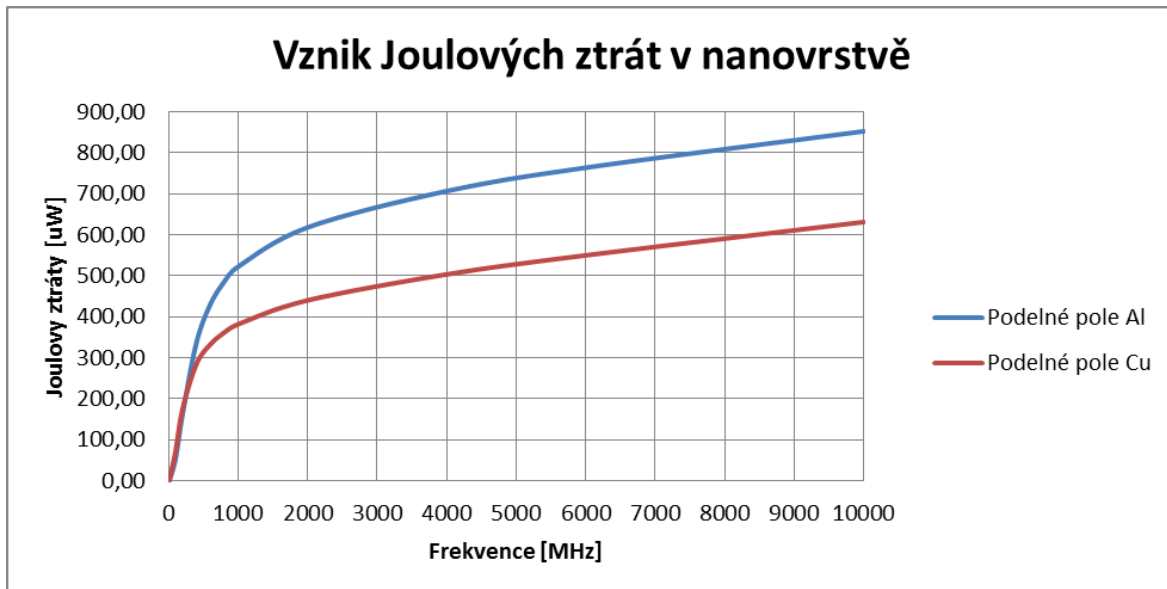
Obr. 4.3. Rozložení proudové hustoty A_I , $f = 400$ MHz



Obr. 4.4. Rozložení Joulových ztrát A_I , $f = 400$ MHz

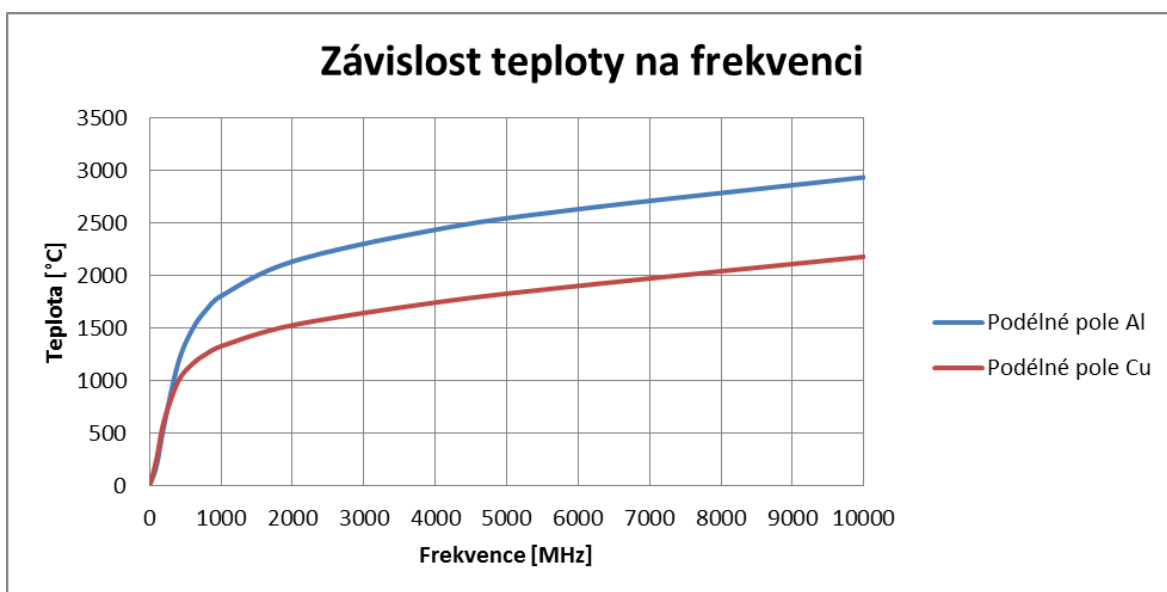
Závislost vniku Joulových ztrát na frekvenci znázorňuje graf Obr. 4.5. Z grafu je zřejmé, že Joulové ztráty v nanovrstvě jsou závislé na frekvenci. Dále je patrné, že velikost těchto

ztrát je závislá na vodivosti jednotlivých materiálů. V měděné nanovrstvě jsou Joulové ztráty nižší než u hliníkové. Tento fakt je způsoben vodivostí jednotlivých materiálů, kde měď má vyšší vodivost než hliník. Relativní permeabilita μ_r tuto skutečnost příliš neovlivní, protože oba použité materiály mají relativní permeabilitu velmi blízkou jedné.



Obr. 4.5. Vznik Joulových ztrát nanovrstvě

Závislosti teploty na frekvenci Obr. 4.6. odpovídají závislosti Joulových ztrát na frekvenci. Tedy se zvyšující frekvencí roste i teplota ohřívané nanovrstvy. Největší nárůst teploty je v rozmezí frekvencí od 100 MHz do 500 MHz, kdy při malé změně frekvence prudce roste teplota nanovrstvy. Při vyšších frekvencích teplota roste pomaleji.

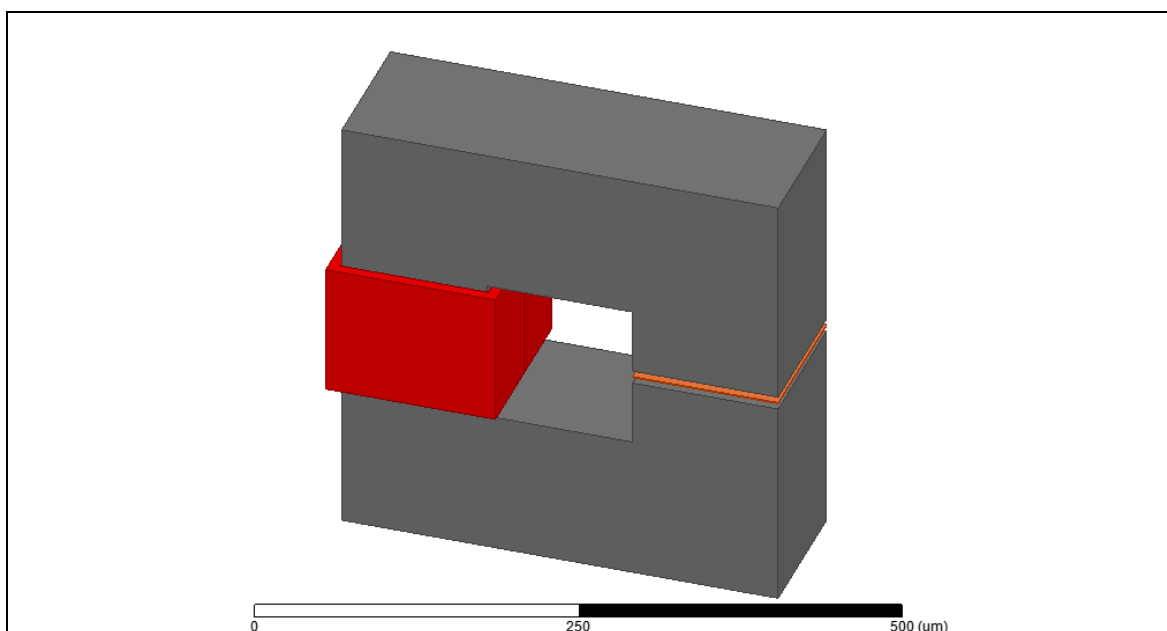


Obr. 4.6. Závislost teploty v nanovrstvě

4.2 Indukční ohřev nanovrstev příčným elektromagnetickým polem

4.2.1 Vytvoření geometrie a nastavení parametrů

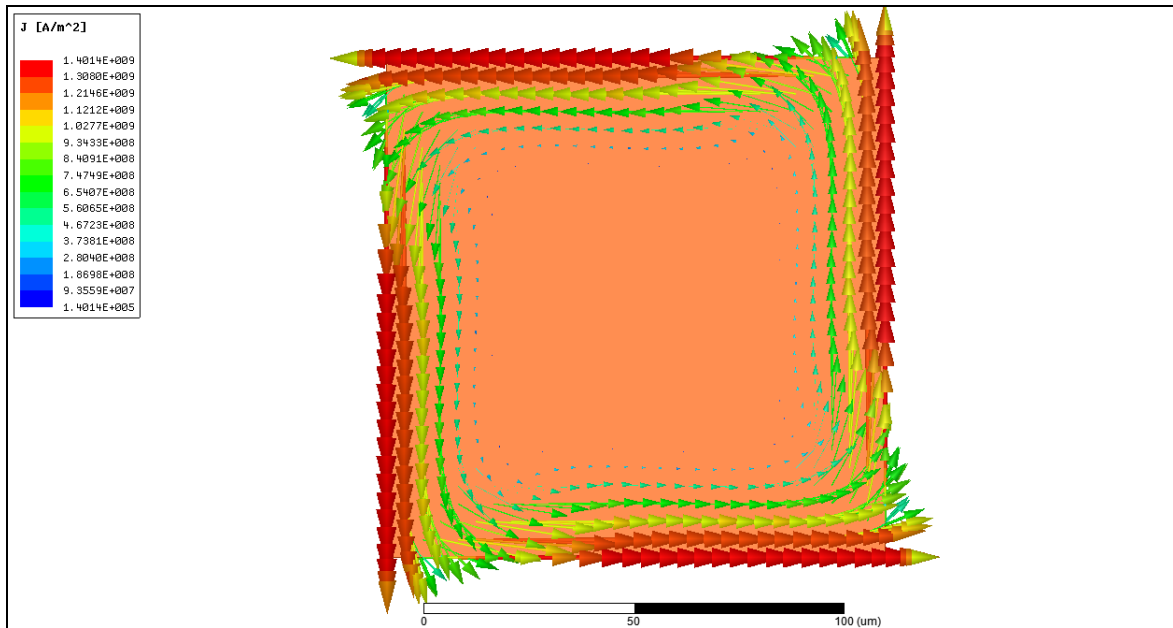
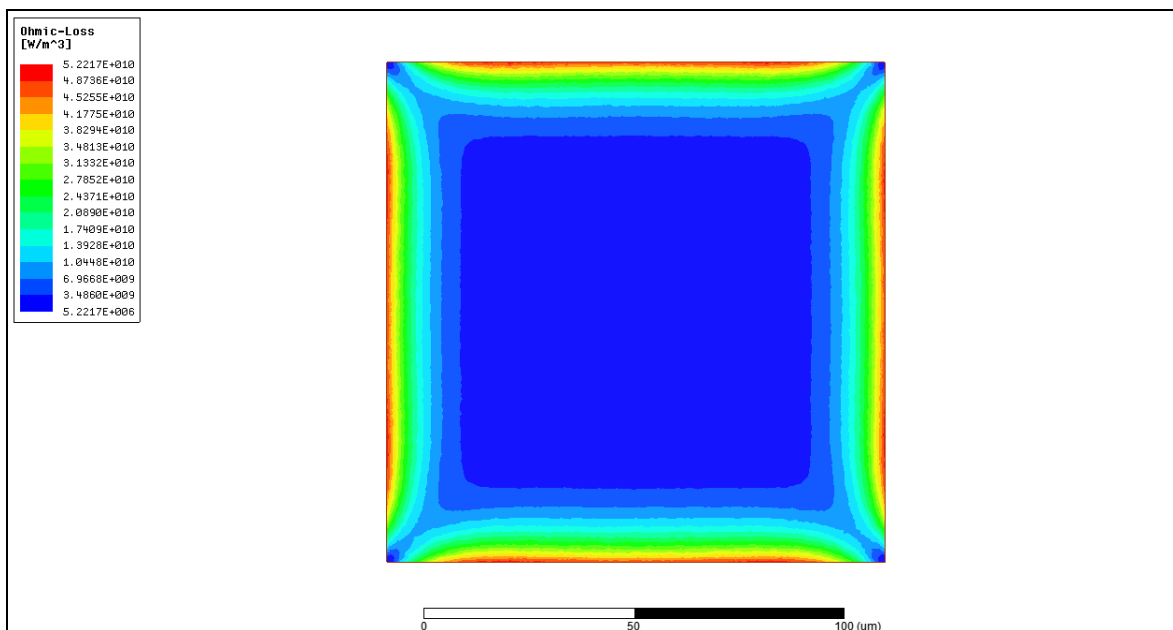
Model indukčního ohřevu příčným elektromagnetickým polem je na *Obr. 4.7*. Základem modelu je jádro, které slouží pro přenos energie z induktoru do nanovrstvy. Jádro tvoří čtvercový průřez o délce hrany 120 μm , výška a šířka je 360x360 μm , vzduchová mezera o délce 11 μm slouží pro vložení nanovrstvy. Vnitřní otvor jádra má rozměry 120x120 μm . Pro možnost porovnání má nanovrstva stejné rozměry 120x120x1 μm jako v případě aplikace podélného elektromagnetického pole. Geometrie induktoru má rozměry 110x140x9 μm , mezi induktorem a jádrem je vzduchová mezera 1 μm . Induktorem protéká proud 20 mA. Stejně jako v předchozím případě není uvažován Maxwellův proud.



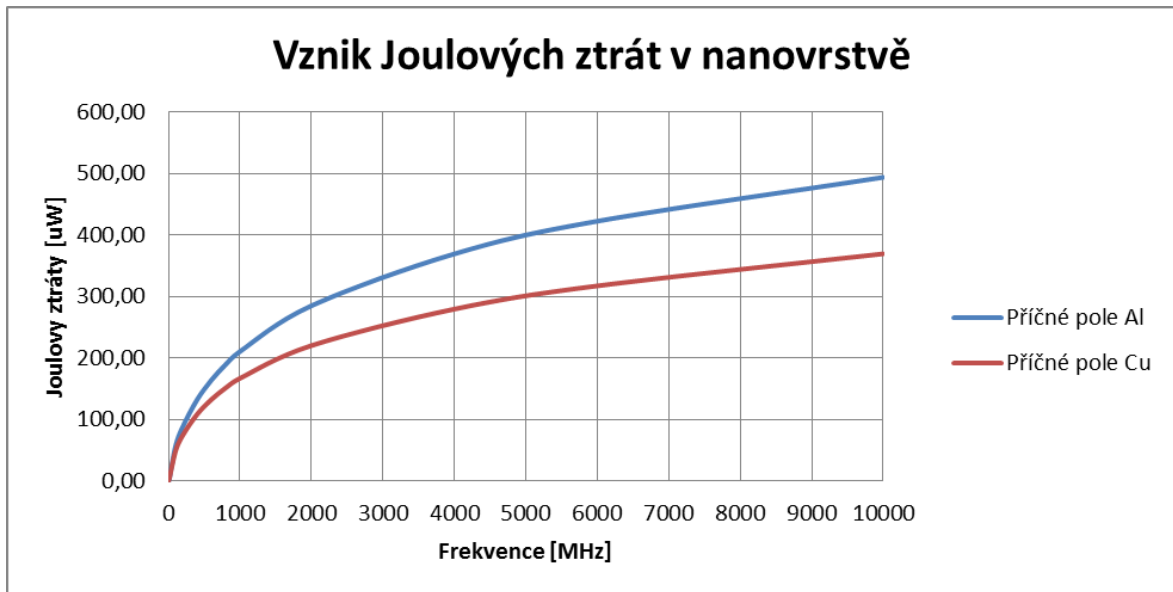
Obr. 4.7. Model indukčního ohřevu příčným elektromagnetickým polem

4.2.2 Výsledky simulace

Procházející harmonický proud induktorem vytvoří magnetické pole, které se uzavírá přes jádro a vzduchovou mezerou. V mezeře je umístěna nanovrstva, do které se indukují vířivé proudy. Tyto proudy působí proti změně, které tyto proudy vyvolalo. Rozložení proudové hustoty je na *Obr 4.8*. Vířivé proudy naindukované v nanovrstvě začnou ohřívat nanovrstvu v důsledku Joulových ztrát. Vznik Joulových ztrát je na *Obr 4.9*.

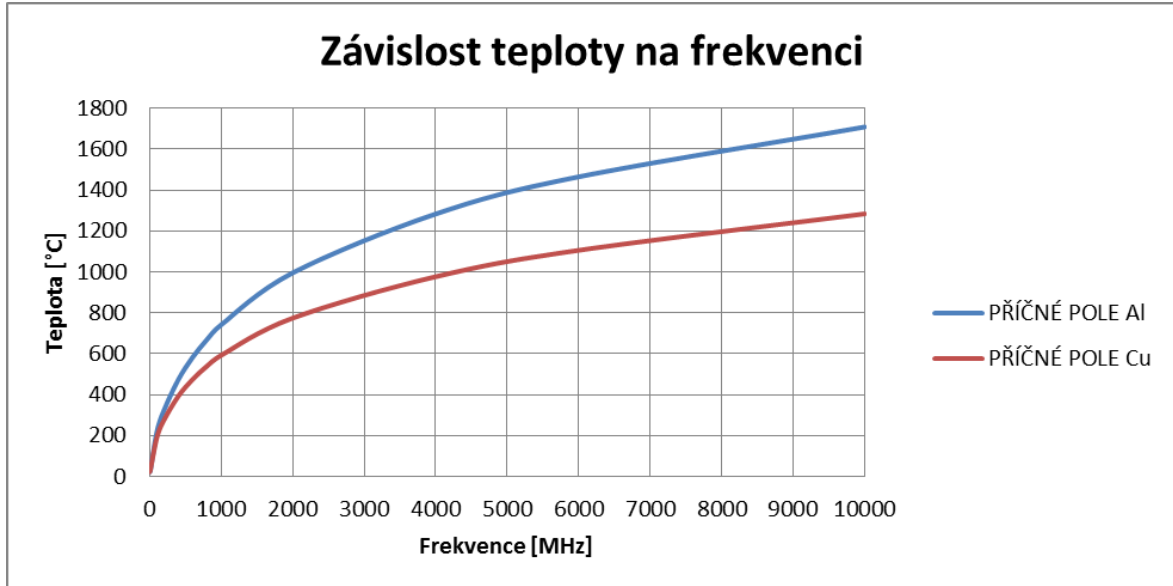
Obr. 4.8. Rozložení proudové hustoty Al, $f=400$ MHzObr. 4.9. Rozložení Joulových ztrát Al, $f = 400$ MHz

Na Obr 4.10. jsou zobrazeny závislosti vzniku Joulových ztrát na frekvenci. Stejně jako v předchozím modelu jsou Joulové ztráty závislé na frekvenci. Velikost těchto ztrát je závislá na vodivosti ohříváných materiálů, kde měděné nanovrstvě jsou ztráty nižší než v hliníkové nanovrstvě. Dále si můžeme všimnout, že charakteristiky mají menší strmost než je tomu u modelu s podélným elektromagnetickým polem. To je způsobeno tím, že se zde příliš neuplatňuje hloubka vniku a .



Obr. 4.10. Vznik Joulových ztrát v nanovrstvě

Závislosti teploty na frekvenci Obr 4.11. stejně jako v předchozím modelu odpovídají závislosti Joulových ztrát na frekvenci. Teplota nanovrstvy roste se zvyšující se frekvencí. V rozmezí frekvence 100 MHz do 1000 MHz dochází k prudkému nárůstu teploty při malé změně frekvence. Dále roste teplota pomaleji než frekvence.

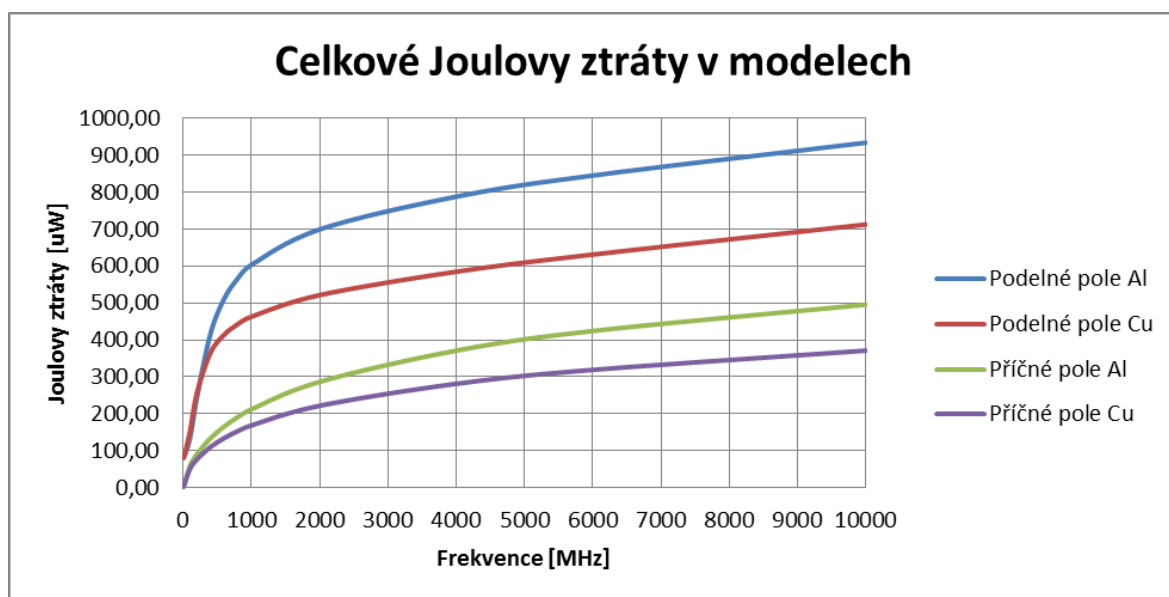


Obr. 4.11. Vznik Joulových ztrát v nanovrstvě

4.3 Porovnání výsledků simulace

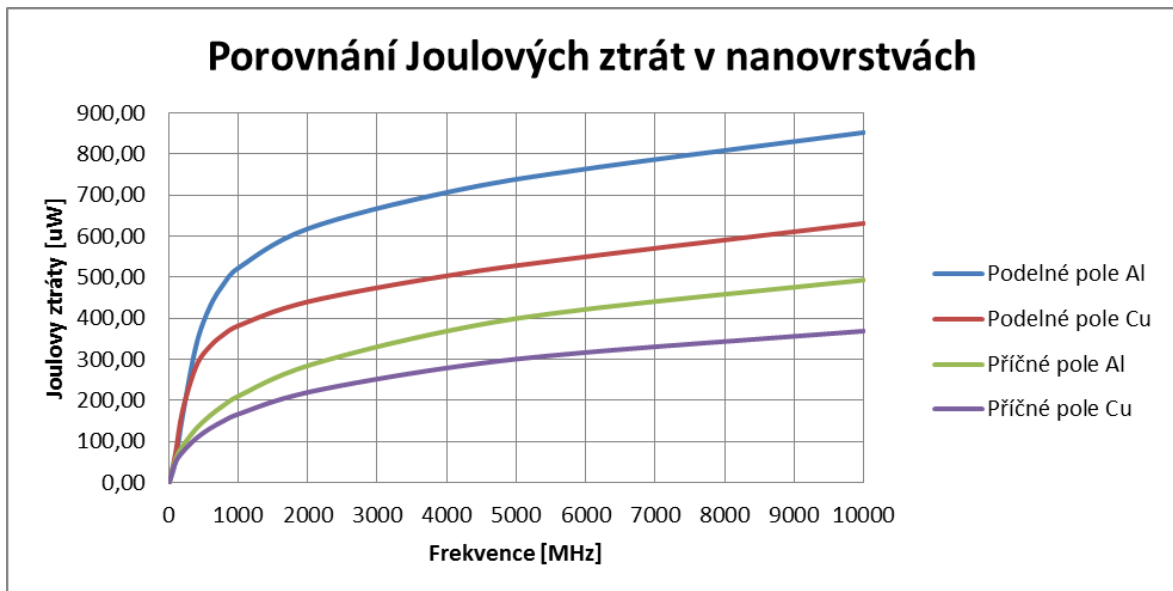
Na základě získaných dat ze simulací obou numerických modelů byly vytvořeny porovnávací charakteristiky. Na *Obr. 4.12.* jsou vyneseny celkové ztráty řešených modelů. I když je zachován rozsah frekvencí, rozměry nanovrstev a proud dodávaný do obou modelů se Joulovy ztráty jednotlivých modelů se liší. Tento fakt je způsoben tím, že je použita jiná geometrie induktorů pro podélné a příčné elektromagnetické pole. Induktor podélného elektromagnetického pole má 6 závitů oproti příčnému elektromagnetickému poli, které má pouze 1 závit. Dále model příčného elektromagnetického pole obsahuje magnetický obvod, který omezuje rozptylové toky. Naopak model podélného elektromagnetického pole neobsahuje magnetický obvod, a proto se projevují rozptylové toky více, které zvyšují ztráty modelu.

Důsledkem toho jsou rozdílné impedance jednotlivých modelů, které jsou uvedeny v příloze č. 3. Zde můžeme pozorovat, že modely podélného elektromagnetického pole mají impedanci činného charakteru do frekvence 200 MHz, při vyšších frekvencích mají pak induktivní charakter. Modely příčného elektromagnetického mají impedanci činného charakteru pouze do frekvence 10 MHz, při vyšších frekvencích mají induktivní charakter. Velikost činného odporu přímo ovlivňuje velikost Joulových ztrát jednotlivých numerických modelů.

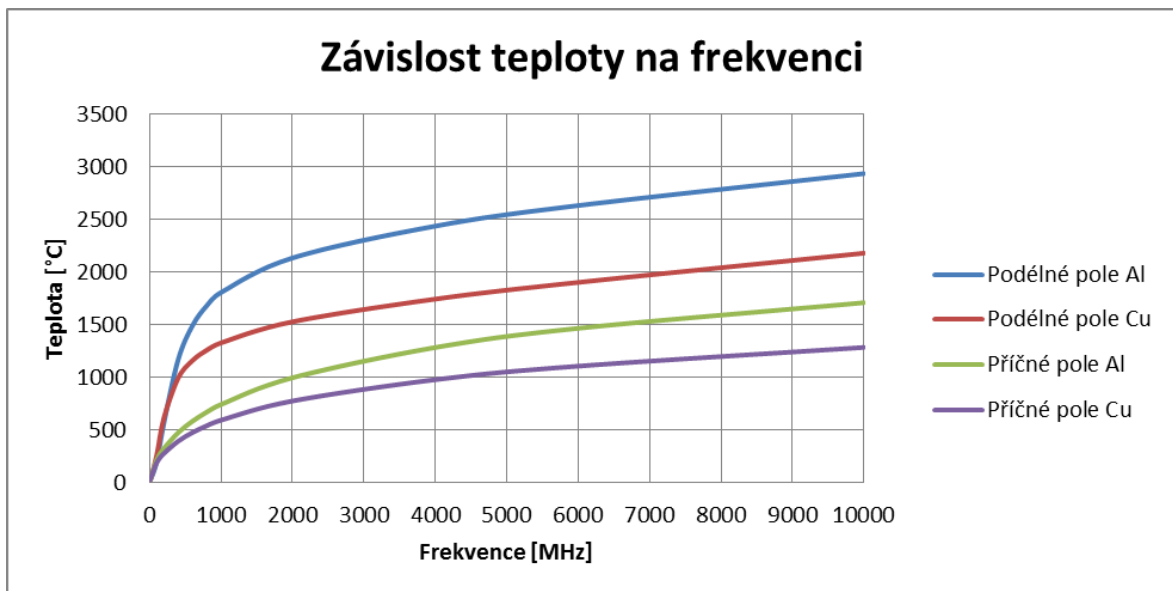


Obr. 4.12. Celkové Joulovy ztráty v numerických modelech

Joulové ztráty v nanovrstvách pro jednotlivé způsoby šíření elektromagnetického pole liší *Obr. 4.13*. To je právě způsobeno rozdílnou geometrií numerických modelů, kdy jsou Joulové ztráty v nanovrstvách nižší v modelu příčného elektromagnetického pole. S tím souvisí i závislost teploty na frekvenci, kdy dosažená teplota je také nižší. Závislost je uvedena na *Obr. 4.14*.



Obr. 4.13. Porovnání Joulových ztrát v nanovrstvách

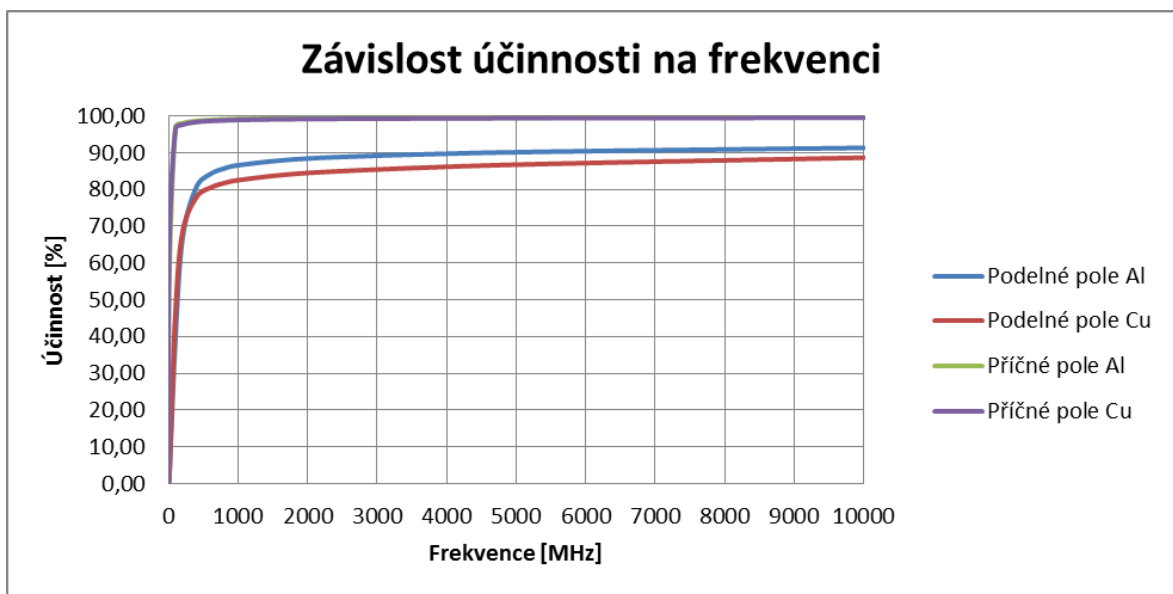


Obr. 4.14. Porovnání závislosti teploty na frekvenci v nanovrstvách

Ze získaných ztrát byli vypočítány účinnosti pro jednotlivé modely vztahem:

$$\eta = \frac{\text{ztráty v nanovrstvě}}{\text{celkové ztráty}} \cdot 100\% \quad (4.1)$$

Vypočtené účinnosti jsou vyneseny v grafu na *Obr. 4.15*. Účinnost indukčního ohřevu podélným elektromagnetickým polem je závislá na velikosti. Tento fakt je zapříčiněn hloubkou vniku, která se mění v závislosti na frekvenci a tím se mění i velikost Joulových ztrát v nanovrstvě. Účinnost ohřevu příčného elektromagnetického pole se z měnící frekvencí příliš nemění. S toho můžeme usoudit, že velikost Joulových ztrát není příliš závislá na hloubce vniku. Vypočítaná účinnost uvažuje induktor a nanovrstvu případně magnetický obvod. Pokud bychom realizovali praktické funkční zařízení museli bychom uvažovat účinnosti použitých zdrojů, které také velice ovlivní účinnost ohřevu nanovrstev.



Obr. 4.15. Porovnání závislosti teploty na frekvenci v nanovrstvách

4.4 Měření reálného modelu

Pro správný postup a verifikaci výsledků získaných ze simulačního softwaru ANSYS, bylo provedeno měření reálného modelu. Z naměřených dat, byl následně vytvořen numerický model, do kterého byla vložena naměřená data. Data získaná z měření a simulace byla následně porovnána. Použité přístroje při měření jsou v *Tab. 4.1*.

Tab. 4.1. Měřicí přístroje

Zařízení	Typ	Evidenční číslo
Osciloskop	EZ DS-1080C 80 MHz	5090023
Infrakamera	FLIR T335	501407
Generátor	HTG-3000/0,4	SMV 00022736
Multimetr 1	IME NEMO 96 HDLe	
Multimetr 2	FINEST 707	185813
RLC metr	IET - 7600+ PECISION LCR METER	502191

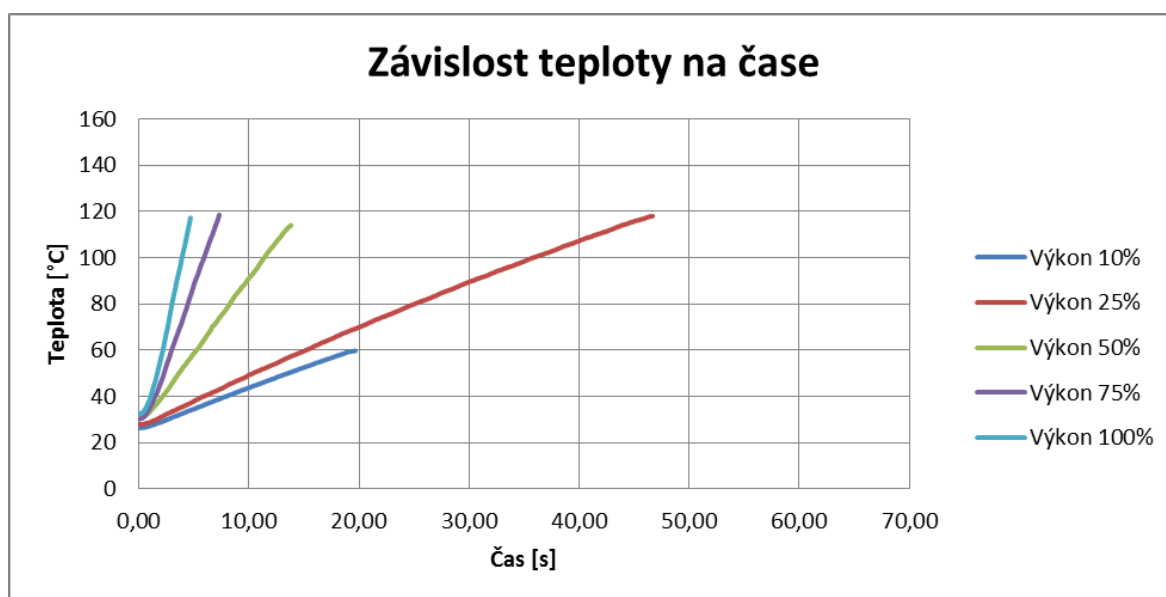
Před samotným měřením bylo nutné připravit hliníkovou vrstvu, která byla měřena. Vrstva měla rozměry 50x46x3 mm. Pro správné měření infrakamery, bylo nutné upravit barvu povrchu na černou. Geometrie měděného induktoru byla spirála se šesti závitů, průměr dutého vodiče byl 6 mm. Dutým induktorem protékala chladicí kapalina, jež odváděla vznikající teplo v induktoru. Elektrická izolační mezeru mezi induktorem a vrstvou tvořila překližka o tloušťce 3 mm, která nijak neovlivňovala průchod elektromagnetického pole. V poslední řadě bylo nutné vrstvu připevnit k induktoru, protože vznikající síly v induktoru a ve vrstvě působí proti sobě a vrstva neudržela na stanoveném místě. Z důvodu snímání teploty vrstvy infrakamerou, byla vrstva orientována nad induktorem.

Při měření byla snímána teplota infrakamerou, která byla propojena s počítačem, kam byla zaznamenána data. Současně probíhal záznam elektrických veličin na vstupu do celého zařízení, které byly také zaznamenávány do počítače (Multimetr 1). Dále probíhalo měření napětí na induktoru (multimetr 2), naměřená napětí jsou uvedena v *Tab. 4.2*. Teplota vrstvy byla zvyšována do maximální teploty 120 °C. Jedním z důvodů byl rozsah infrakamery, která ve zvoleném rozsahu měří velice přesně. Druhým důvodem byl izolační materiál, kterým byla překližka, u ní by při vyšších teplotách hrozilo její vznícení. Měření probíhalo při stejné frekvenci 222 kHz a při výkonu generátoru 10 %, 25 %, 50 %, 75 % a 100 %. Po měření teplot byl induktor vyjmut z generátoru a byla změřena

indukčnost 1,08 uH, činný odpor 27,8 mΩ a absolutní impedance 1,36 Ω bez vrstvy. S vrstvou byla naměřena indukčnost 850,6 uH, činný odpor 27,8 mΩ a absolutní impedance 1,19 Ω.

4.4.1 Výsledky měření

Po zpracování naměřených dat byly získány teplotní charakteristiky pro jednotlivé výkony v závislosti na čase. Na *Obr. 4.16.* jsou vyneseny teplotní závislosti na čase pro měřenou vrstvu. Zde je patné, že se zvyšujícím výkonem zdroje klesá potřebný čas pro ohřev na požadovanou teplotu. Hloubka vniku se v tomto případě nemění, protože frekvence zůstává konstantní, mění se pouze velikost naindukovaných proudů do vrstvy. Díky zvyšujícím naindukovaným proudům rostou i Joulovy ztráty, které jsou úměrné druhé mocnině proudu a tím dochází k rychlejšímu ohřevu vrstvy. Tabulky naměřených dat jsou v příloze č.1.



Obr. 4.16. Závislost teploty na čase

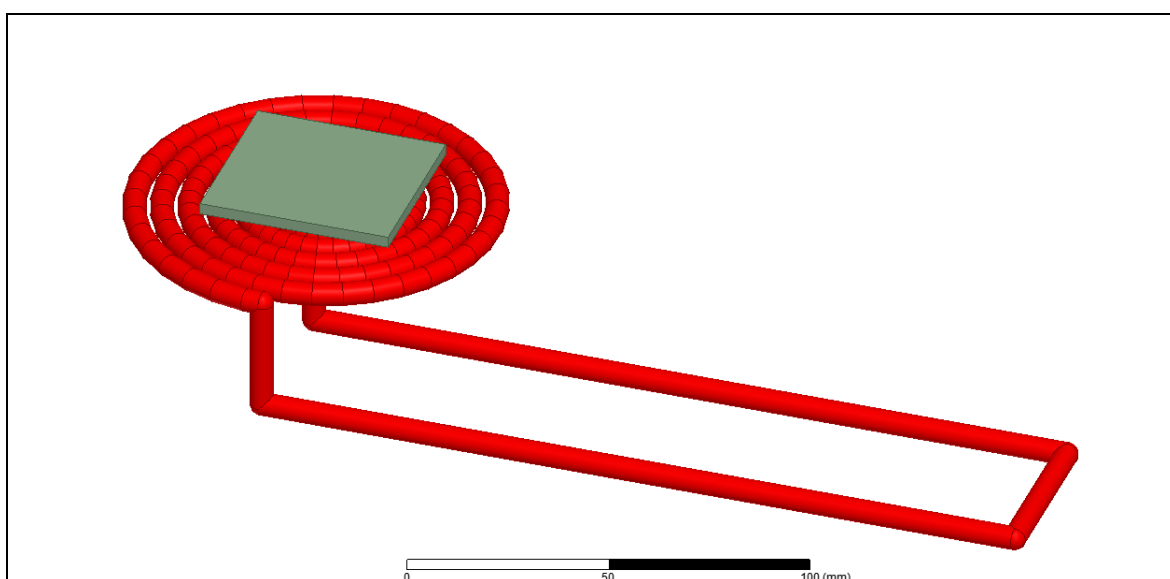
Po získání charakteristiky z měření byl vytvořen numerický model *Obr. 4.17.* Proud procházející induktorem, bylo nutné dopočítat ze vztahu:

$$I_{\max} = \frac{U}{Z} \sqrt{2} \quad (4.2)$$

Do simulačního softwaru ANSYS je nutné zadávat amplitudovou hodnotu proudu nikoliv efektivní. V *Tab. 4.2.* jsou naměřené hodnoty (U, R, X, Z) a vypočítané proudy vkládané do modelu.

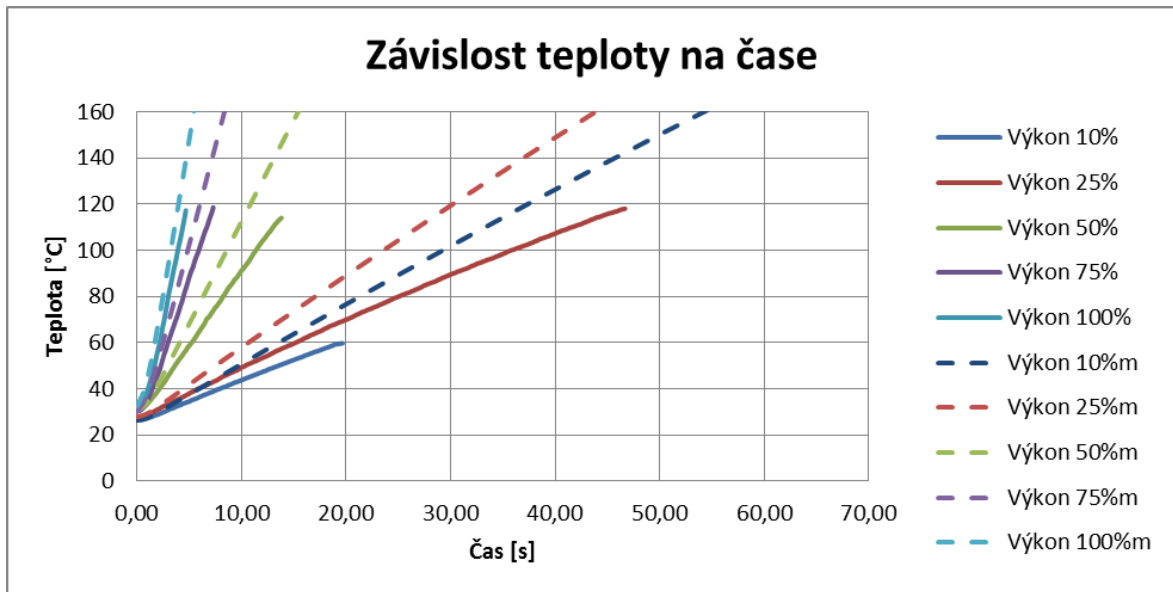
Tab. 4.2. Výpočet proudů pro numerický model

Výkon	%S	10	25	50	75	100
U	V	82	92	150	208	262
R	Ω	0,03	0,03	0,03	0,03	0,03
X	Ω	1,19	1,19	1,19	1,19	1,19
Z	Ω	1,19	1,19	1,19	1,19	1,19
I_{ef}	A	69,09	77,52	126,39	175,26	220,76
I_{max}	A	97,71	109,63	178,74	247,86	312,20



Obr. 4.17. Numerický model

Po vyřešení numerického modelu byly získané charakteristiky, které jsou porovnány s naměřenými hodnotami reálného modelu. Na *Obr. 4.18.* jsou získané charakteristiky, plnou čarou jsou vyneseny charakteristiky měřeného modelu a přerušovanou čarou jsou vyneseny charakteristiky získané z numerického modelu. Pokud uvažíme jistou chybu měřících přístrojů a chybu výpočtu numerického modelu, u kterého byla nastavena maximální chyba 1 % a nebyl uvažován průtok a vliv chladicí kapaliny v induktoru, se tyto charakteristiky se shodují. V numerických modelech se výsledek s chybou 10 % považuje stále za správný.



Obr. 4.18. Porovnání dat z měření a numerického modelu

Závěr

První část diplomové práce je věnována teoretické části, obsahuje tři kapitoly. První kapitola je věnována teorii indukčního ohřevu, ve které je uvedeno odvození vlnových rovnic, Poyntingova vektoru, vektorového potenciálu a okrajových podmínek. Druhá kapitola je zaměřena na způsoby sdílení tepla, kde jsou uvedeny důležité zákony a materiálové parametry. Ve třetí kapitole jsou představeny základní informace o nanovrstvách a principy jejich tvorby. Dále jsou v této kapitole uvedeny předpoklady pro indukční ohřev nanovrstev.

Druhá část práce je zaměřena na numerické modely indukčního ohřevu elektricky vodivých nanovrstev působením podélného a příčného elektromagnetického pole. Použité materiály elektricky vodivých nanovrstev jsou měď a hliník o rozměrech 120x120x1 μm . Při simulaci byli hodnoceny Joulovy ztráty a vznik teplotního pole v závislosti na frekvenci v rozmezí 100 kHz – 10 GHz. Ze získaných dat byly vytvořeny charakteristiky, které byly následně porovnány. Z charakteristik vyplývá, že Joulovy ztráty jsou silně závislé na hloubce vniku a v modelech podélného elektromagnetického pole. Naopak Joulovy ztráty v modelech příčného elektromagnetického pole, nejsou příliš závislé na hloubce vniku v nanovrstvách. U obou modelů jsou Joulovy ztráty vyšší v hliníkové nanovrstvě než v měděné. To je způsobeno rozdílnou elektrickou vodivostí γ , kdy hliník má nižší vodivost a tedy vyšší rezistivitu. Z tohoto důvodu jsou i vyšší i Joulovy ztráty a větší hloubka vniku při stejné frekvenci než v měděné nanovrstvě.

Pro správnost postupu při tvorbě numerických modelů bylo provedeno reálné měření indukčního ohřevu hliníkové vrstvy. Na základě získaných dat z měření byl vytvořen numerický model. Data získaná z měření a simulace byla porovnána. Vynesené charakteristiky se shodují s ohledem na chybu měření a chybu simulace, v níž nebyl uvažován průtok chladicí kapaliny induktorem.

Seznam literatury a informačních zdrojů

- [1] LANGER, Emil. *Teorie indukčního a dielektrického tepla*. Praha: Academia, 1979. 319 s.
- [2] RADA, Josef. *Elektrotepelná technika*. 1. vyd. Praha: SNTL, 1985. 344 s.
- [3] *Induction heating system topology review* [online], Discrete Application, Power Device Division, Fairchild Semiconductor, AN9012, July, 2000. [cit. 2016-03-12]. Dostupné z: <https://www.site.uottawa.ca/~rhabash/InductuionHeater.pdf>
- [4] PŘÍHODA, Miroslav a RÉDR, Miroslav. *Sdílení tepla a proudění*. 2., přeprac. vyd. Ostrava: VŠB - Technická univerzita Ostrava, 2008. 177 s. ISBN 978-80-248-1748-4.
- [5] SAZIMA, Miroslav, KMONÍČEK, Vladimír a SCHNELLER, Jiří. *Teplota*. 1. vyd. Praha: SNTL, 1989. 588 s. Technický průvodce.
- [6] SAZIMA, Miroslav. *Sdílení tepla*. 2. vyd, dotisk. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1980. 214 s.
- [7] MACHÁČKOVÁ, Adéla. *Sdílení tepla a proudění: učební text* [online]. Vyd. 1. Ostrava: Vysoká škola báňská - Technická univerzita, 2012 [cit. 2015-11-15]. ISBN 978-80-248-2576-2. Dostupné z: http://www.person.vsb.cz/archivcd/FMMI/STP/STP_FINAL_LAST.pdf
- [8] KOLÍNEK, Jiří. *Základy chemických technologií* [online]. 1 vydání. Olomouc, 2013 [cit. 2016-01-05]. Dostupné z: <http://aplchem.upol.cz/predmety/ZCHT/SKRIPTA/2014/ZCHT.pdf>
- [9] KREITH, Frank, BOEHM, Robert F. a kol. *Heat and Mass Transfer: Mechanical Engineering Handbook* [online]. CRC Press LLC, 1999. 287 s. Dostupné z: <http://www.itiomar.it/pubblica/dispense/MECHANICAL%20ENGINEERING%20HANDBOOK/Ch04.pdf>
- [10] NETUŠIL, Michal. *Možnosti použití indukčního ohřevu při ohřevu nanočástic v roztocích*. Plzeň, 2015. Západočeská Univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Ing. David Rot, Ph.D.
- [11] POKORNÝ, Marek. *Sálání tepla* [online]. In: . Katedra konstrukcí pozemních staveb, Fakulta stavební, ČVUT v Praze, 2006 [cit. 2016-01-22]. Dostupné z: http://people.fsv.cvut.cz/www/wald/Pozarni_odolnost/e-text/specialiste/1/1-4_Salani_tepla.pdf
- [12] MATOUŠEK, Martin. *Možnosti uplatnění studeného kelímku při tavbě kovů*. Plzeň, 2015. Západočeská Univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce Ing. David Rot, Ph.D.

- [13] Wienův posunovací zákon. *Energetický ústav: Odbor termomechaniky a techniky prostředí* [online]. [cit. 2016-02-13]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/0203.htm>
- [14] Stefanův - Boltzmannův zákon. *Energetický ústav: Odbor termomechaniky a techniky prostředí* [online]. [cit. 2016-02-13]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/0204.htm>
- [15] SZENDIUCH, Ivan. *Tenké vrstvy* [online]. Brno: Vysoké Učení Technické v Brně [cit. 2016-03-07]. Dostupné z: [http://www.umel.feec.vutbr.cz/~szend/vyuka/bmts/2012-03A-TV+HIO\(Bc\).pdf](http://www.umel.feec.vutbr.cz/~szend/vyuka/bmts/2012-03A-TV+HIO(Bc).pdf)
- [16] KOBLÍŽEK, Vilém. *Vytváření tenkých vrstev ve vakuu* [online]. Praha: Fakulta elektrotechnická, ČVUT [cit. 2016-03-07]. Dostupné z: http://martin.feld.cvut.cz/~koblizek/X13TEP_soubory/uloha_9.pdf
- [17] PC Tuning. *Od písku k procesoru: tajemství technologií výroby čipů* [online]. 2015 [cit. 2016-03-26]. Dostupné z: <http://pctuning.tyden.cz/hardware/procesory-pameti/34087-od-pisku-k-procesoru-tajemstvi-technologie-vyroby-cipu?start=6>
- [18] LIBRA, Martin. *Naprašování tenkých vrstev* [online]. 2003 [cit. 2016-03-27]. Dostupné z: <http://www.odbornecasopisy.cz/elektro/casopis/tema/naprasovani-tenkych-vrstev--14441>
- [19] HRADÍLEK, Zdeněk, Ilona LÁZNIČKOVÁ a Vladimír KRÁL. *Elektrotepelná technika* [online]. Vyd. 1. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2011 [cit. 2016-03-12]. ISBN 978-80-01-04938-9.
- [20] *Potenciály elektromagnetického pole* [online]. Katedra fyziky povrchů a plazmatu, Matematicko-fyzikální fakulta UK [cit. 2016-03-30]. Dostupné z: http://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz_fyziky_pro_DS/display.php/elmag/5_1
- [21] ROT, David. *Efektivní řešení sdružených problémů v elektrotepelné technice*. Plzeň, 2005. Západočeská Univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická.
- [22] *Laminární a turbulentní proudění* [online]. Katedra fyziky povrchů a plazmatu, Matematicko-fyzikální fakulta UK [cit. 2016-03-30]. Dostupné z: http://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz_fyziky_pro_DS/display.php/kontinuum/4_5
- [23] TechSoft Engineering. *Školení ANSYS Maxwell: Přednášky*. Na Pankráci 26, Praha 4, 2015.

Přílohy

Příloha č. 1. Naměřená data

Tab.4.3.

VÝKON 10%, f=223 kHz, U _i =82 V					
Měřeno infrakamerou					
Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]
0	26,3	6,75	37,8	13,5	49,9
0,15	26,4	6,9	38,2	13,65	50,3
0,3	26,4	7,05	38,4	13,8	50,4
0,45	26,5	7,2	38,6	13,95	50,7
0,6	26,6	7,35	39	14,1	51
0,75	26,9	7,5	39,2	14,25	51,2
0,9	27	7,65	39,6	14,4	51,5
1,05	27,3	7,8	39,8	14,55	51,8
1,2	27,5	7,95	40	14,7	52
1,35	27,7	8,1	40,4	14,85	52,3
1,5	28	8,25	40,6	15	52,5
1,65	28,4	8,4	40,8	15,15	52,8
1,8	28,5	8,55	41,1	15,3	53
1,95	28,7	8,7	41,5	15,45	53,3
2,1	29,1	8,85	41,7	15,6	53,5
2,25	29,3	9	41,9	15,75	53,8
2,4	29,6	9,15	42,3	15,9	54
2,55	29,9	9,3	42,6	16,05	54,4
2,7	30,2	9,45	42,8	16,2	54,6
2,85	30,5	9,6	43	16,35	54,8
3	30,8	9,75	43,3	16,5	55,1
3,15	31,2	9,9	43,6	16,65	55,3
3,3	31,4	10,05	43,8	16,8	55,6
3,45	31,6	10,2	44,1	16,95	55,9
3,6	31,9	10,35	44,4	17,1	56,1
3,75	32,3	10,5	44,7	17,25	56,3
3,9	32,5	10,65	44,9	17,4	56,5
4,05	32,8	10,8	45,2	17,55	56,8
4,2	33	10,95	45,4	17,7	57,1
4,35	33,5	11,1	45,7	17,85	57,3
4,5	33,7	11,25	46	18	57,6
4,65	33,9	11,4	46,2	18,15	57,8
4,8	34,2	11,55	46,5	18,3	58
4,95	34,4	11,7	46,8	18,45	58,3
5,1	34,7	11,85	47	18,6	58,5
5,25	35,1	12	47,3	18,75	58,8
5,4	35,3	12,15	47,6	18,9	59,2
5,55	35,6	12,3	47,7	19,05	59,3
5,7	35,8	12,45	48,2	19,2	59,4
5,85	36,1	12,6	48,4	19,35	59,5
6	36,5	12,75	48,7	19,5	59,6
6,15	36,7	12,9	48,9	19,65	59,7
6,3	37,1	13,05	49,2		
6,45	37,3	13,2	49,4		
6,6	37,6	13,35	49,7		

Tab 4.4.

VÝKON 10%, f=223 kHz, U _i =82 V									
Měřeno multimetrem									
Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník	Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník
0,25	246,5	196,7	379,8	0,64	10,25	247,6	195,4	380,2	0,65
0,50	246,5	196,7	379,8	0,64	10,50	247,6	195,4	380,2	0,65
0,75	246,5	196,7	379,8	0,64	10,75	247,6	195,4	380,2	0,65
1,00	246,5	196,7	379,8	0,64	11,00	247,6	195,4	380,2	0,65
1,25	246,5	196,7	379,8	0,64	11,25	247,6	195,4	380,2	0,65
1,50	246,5	196,7	379,8	0,64	11,50	248,3	194,7	373,8	0,66
1,75	246,5	196,7	379,8	0,64	11,75	248,3	194,7	373,8	0,66
2,00	246,5	196,7	379,8	0,64	12,00	248,3	194,7	373,8	0,66
2,25	246,5	196,7	379,8	0,64	12,25	248,3	194,7	373,8	0,66
2,50	245,7	194,4	378,4	0,64	12,50	248,3	194,7	373,8	0,66
2,75	245,7	194,4	378,4	0,64	12,75	248,3	194,7	373,8	0,66
3,00	245,7	194,4	378,4	0,64	13,00	248,3	194,7	373,8	0,66
3,25	245,7	194,4	378,4	0,64	13,25	248,3	194,7	373,8	0,66
3,50	245,7	194,4	378,4	0,64	13,50	248,3	194,7	373,8	0,66
3,75	245,7	194,4	378,4	0,64	13,75	249,4	198	387,9	0,64
4,00	245,7	194,4	378,4	0,64	14,00	249,4	198	387,9	0,64
4,25	245,7	194,4	378,4	0,64	14,25	249,4	198	387,9	0,64
4,50	245,7	194,4	378,4	0,64	14,50	249,4	198	387,9	0,64
4,75	246,3	194,3	380,1	0,64	14,75	249,4	198	387,9	0,64
5,00	246,3	194,3	380,1	0,64	15,00	249,4	198	387,9	0,64
5,25	246,3	194,3	380,1	0,64	15,25	249,4	198	387,9	0,64
5,50	246,3	194,3	380,1	0,64	15,50	249,4	198	387,9	0,64
5,75	246,3	194,3	380,1	0,64	15,75	249,4	198	387,9	0,64
6,00	246,3	194,3	380,1	0,64	16,00	248,5	197,4	388,2	0,64
6,25	246,3	194,3	380,1	0,64	16,25	248,5	197,4	388,2	0,64
6,50	246,3	194,3	380,1	0,64	16,50	248,5	197,4	388,2	0,64
6,75	246,3	194,3	380,1	0,64	16,75	248,5	197,4	388,2	0,64
7,00	247,2	196,5	380,4	0,64	17,00	248,5	197,4	388,2	0,64
7,25	247,2	196,5	380,4	0,64	17,25	248,5	197,4	388,2	0,64
7,50	247,2	196,5	380,4	0,64	17,50	248,5	197,4	388,2	0,64
7,75	247,2	196,5	380,4	0,64	17,75	248,5	197,4	388,2	0,64
8,00	247,2	196,5	380,4	0,64	18,00	248,5	197,4	388,2	0,64
8,25	247,2	196,5	380,4	0,64	18,25	249,3	197,7	388	0,64
8,50	247,2	196,5	380,4	0,64	18,50	249,3	197,7	388	0,64
8,75	247,2	196,5	380,4	0,64	18,75	249,3	197,7	388	0,64
9,00	247,2	196,5	380,4	0,64	19,00	249,3	197,7	388	0,64
9,25	247,6	195,4	380,2	0,65	19,25	249,3	197,7	388	0,64
9,50	247,6	195,4	380,2	0,65	19,50	249,3	197,7	388	0,64
9,75	247,6	195,4	380,2	0,65	19,75	249,3	197,7	388	0,64
10,00	247,6	195,4	380,2	0,65					

Tab. 4.5.

Výkon 25%, $f=223$ kHz, $U_i=92$ V											
Měřeno infrakamerou											
Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]
0,00	27,8	7,93	44,5	15,79	61,3	23,64	77,2	31,50	92,1	39,33	106,1
0,17	27,8	8,07	44,9	15,93	61,7	23,79	77,5	31,64	92,3	39,50	106,4
0,33	27,9	8,21	45,3	16,07	62	23,93	77,8	31,79	92,7	39,64	106,7
0,50	28,1	8,36	45,6	16,21	62,3	24,07	78,1	31,93	93	39,79	107
0,67	28,4	8,50	45,8	16,36	62,5	24,21	78,4	32,07	93,3	39,93	107,1
0,83	28,5	8,67	46,2	16,50	63	24,36	78,7	32,21	93,5	40,07	107,5
1,00	28,7	8,83	46,6	16,67	63,3	24,50	79	32,36	93,8	40,21	107,8
1,17	29,2	9,00	46,9	16,83	63,6	24,67	79,4	32,50	94,2	40,36	108
1,33	29,5	9,17	47,2	17,00	63,9	24,83	79,6	32,67	94,4	40,50	108,3
1,50	29,7	9,33	47,6	17,17	64,3	25,00	79,9	32,83	94,7	40,67	108,6
1,64	30,2	9,50	47,9	17,33	64,6	25,17	80,3	33,00	94,9	40,83	108,8
1,79	30,5	9,64	48,2	17,50	64,9	25,33	80,6	33,17	95,3	41,00	109
1,93	30,9	9,79	48,6	17,64	65,2	25,50	80,9	33,33	95,5	41,17	109,3
2,07	31,2	9,93	49,1	17,79	65,5	25,67	81,2	33,50	95,9	41,33	109,7
2,21	31,5	10,07	49,4	17,93	66	25,83	81,5	33,67	96,1	41,50	109,9
2,36	32	10,21	49,6	18,07	66,2	26,00	81,7	33,83	96,3	41,67	110,2
2,50	32,3	10,36	50	18,21	66,5	26,17	82	34,00	96,6	41,83	110,4
2,67	32,7	10,50	50,4	18,36	66,9	26,33	82,4	34,17	96,9	42,00	110,7
2,83	33	10,67	50,7	18,50	67,2	26,50	82,6	34,33	97,3	42,17	111
3,00	33,5	10,83	51	18,67	67,5	26,64	83	34,50	97,5	42,33	111,2
3,17	33,7	11,00	51,3	18,83	67,7	26,79	83,2	34,64	97,8	42,50	111,4
3,33	34,1	11,17	51,8	19,00	68,1	26,93	83,5	34,79	98,1	42,64	111,8
3,50	34,6	11,33	51,9	19,17	68,4	27,07	83,8	34,93	98,3	42,79	112
3,67	34,9	11,50	52,3	19,33	68,8	27,21	84,1	35,07	98,6	42,93	112,3
3,83	35,3	11,67	52,7	19,50	69	27,36	84,5	35,21	98,9	43,07	112,5
4,00	35,5	11,83	53	19,67	69,3	27,50	84,8	35,36	99,2	43,21	112,8
4,17	36	12,00	53,4	19,83	69,6	27,67	85,1	35,50	99,5	43,36	113,1
4,33	36,3	12,17	53,7	20,00	70	27,83	85,4	35,67	99,8	43,50	113,4
4,50	36,7	12,33	54	20,17	70,2	28,00	85,7	35,83	100,1	43,67	113,6
4,64	37	12,50	54,3	20,33	70,6	28,17	86	36,00	100,3	43,83	114
4,79	37,4	12,64	54,7	20,50	70,9	28,33	86,2	36,17	100,6	44,00	114,3
4,93	37,7	12,79	55	20,64	71,2	28,50	86,5	36,33	100,9	44,17	114,4
5,07	38,2	12,93	55,4	20,79	71,6	28,64	86,8	36,50	101,2	44,33	114,7
5,21	38,5	13,07	55,7	20,93	71,9	28,79	87,2	36,67	101,4	44,50	115
5,36	38,8	13,21	56,1	21,07	72,2	28,93	87,4	36,83	101,7	44,67	115,3
5,50	39,2	13,36	56,4	21,21	72,5	29,07	87,7	37,00	102	44,83	115,5
5,67	39,6	13,50	56,7	21,36	72,8	29,21	88,1	37,17	102,2	45,00	115,8
5,83	40	13,67	57	21,50	73,2	29,36	88,3	37,33	102,5	45,17	116,1
6,00	40,2	13,83	57,4	21,67	73,4	29,50	88,6	37,50	102,8	45,33	116,2
6,17	40,6	14,00	57,7	21,83	73,7	29,67	88,9	37,64	103,1	45,50	116,4
6,33	41	14,17	58	22,00	74,1	29,83	89,3	37,79	103,3	45,64	116,7
6,50	41,2	14,33	58,3	22,17	74,4	30,00	89,5	37,93	103,6	45,79	116,8
6,67	41,7	14,50	58,7	22,33	74,6	30,17	89,9	38,07	103,9	45,93	117
6,83	42	14,67	58,9	22,50	75	30,33	90,1	38,21	104,1	46,07	117,3
7,00	42,3	14,83	59,3	22,67	75,3	30,50	90,4	38,36	104,5	46,21	117,5
7,17	42,7	15,00	59,6	22,83	75,6	30,67	90,8	38,50	104,8	46,36	117,8
7,33	43,1	15,17	60	23,00	75,9	30,83	91	38,67	105,1	46,50	117,9
7,50	43,4	15,33	60,3	23,17	76,3	31,00	91,3	38,83	105,3	46,67	118,1
7,64	43,7	15,50	60,7	23,33	76,6	31,17	91,6	39,00	105,6		
7,79	44,1	15,64	60,9	23,50	76,9	31,33	91,8	39,17	105,9		

Tab. 4.6.

Výkon 25%, f=223 kHz, $U_1=92$ V (část 1)									
Měřeno milimetrem									
Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník	Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník
0,00	263,4	193,6	406,6	0,64	12,50	263,6	192,7	406,8	0,64
0,25	263,4	193,6	406,6	0,64	12,75	263,6	192,7	406,8	0,64
0,50	263,4	193,6	406,6	0,64	13,00	263,6	192,7	406,8	0,64
0,75	263,4	193,6	406,6	0,64	13,25	263,6	192,7	406,8	0,64
1,00	263,4	193,6	406,6	0,64	13,50	262,8	192,5	395,1	0,66
1,25	263,4	193,6	406,6	0,64	13,75	262,8	192,5	395,1	0,66
1,50	263,4	193,6	406,6	0,64	14,00	262,8	192,5	395,1	0,66
1,75	263,4	193,6	406,6	0,64	14,25	262,8	192,5	395,1	0,66
2,00	263,4	193,6	406,6	0,64	14,50	262,8	192,5	395,1	0,66
2,25	261,2	191,4	389,7	0,67	14,75	262,8	192,5	395,1	0,66
2,50	261,2	191,4	389,7	0,67	15,00	262,8	192,5	395,1	0,66
2,75	261,2	191,4	389,7	0,67	15,25	262,8	192,5	395,1	0,66
3,00	261,2	191,4	389,7	0,67	15,50	262,8	192,5	395,1	0,66
3,25	261,2	191,4	389,7	0,67	15,75	264,1	197,8	419,6	0,62
3,50	261,2	191,4	389,7	0,67	16,00	264,1	197,8	419,6	0,62
3,75	261,2	191,4	389,7	0,67	16,25	264,1	197,8	419,6	0,62
4,00	261,2	191,4	389,7	0,67	16,50	264,1	197,8	419,6	0,62
4,25	261,2	191,4	389,7	0,67	16,75	264,1	197,8	419,6	0,62
4,50	262,6	191,4	398,8	0,65	17,00	264,1	197,8	419,6	0,62
4,75	262,6	191,4	398,8	0,65	17,25	264,1	197,8	419,6	0,62
5,00	262,6	191,4	398,8	0,65	17,50	264,1	197,8	419,6	0,62
5,25	262,6	191,4	398,8	0,65	17,75	264,1	197,8	419,6	0,62
5,50	262,6	191,4	398,8	0,65	18,00	263,7	195,5	405,7	0,64
5,75	262,6	191,4	398,8	0,65	18,25	263,7	195,5	405,7	0,64
6,00	262,6	191,4	398,8	0,65	18,50	263,7	195,5	405,7	0,64
6,25	262,6	191,4	398,8	0,65	18,75	263,7	195,5	405,7	0,64
6,50	262,6	191,4	398,8	0,65	19,00	263,7	195,5	405,7	0,64
6,75	262,2	191,8	403,1	0,65	19,25	263,7	195,5	405,7	0,64
7,00	262,2	191,8	403,1	0,65	19,50	263,7	195,5	405,7	0,64
7,25	262,2	191,8	403,1	0,65	19,75	263,7	195,5	405,7	0,64
7,50	262,2	191,8	403,1	0,65	20,00	263,7	195,5	405,7	0,64
7,75	262,2	191,8	403,1	0,65	20,25	263,7	197	414,8	0,63
8,00	262,2	191,8	403,1	0,65	20,50	263,7	197	414,8	0,63
8,25	262,2	191,8	403,1	0,65	20,75	263,7	197	414,8	0,63
8,50	262,2	191,8	403,1	0,65	21,00	263,7	197	414,8	0,63
8,75	262,2	191,8	403,1	0,65	21,25	263,7	197	414,8	0,63
9,00	263,7	194,8	406,2	0,64	21,50	263,7	197	414,8	0,63
9,25	263,7	194,8	406,2	0,64	21,75	263,7	197	414,8	0,63
9,50	263,7	194,8	406,2	0,64	22,00	263,7	197	414,8	0,63
9,75	263,7	194,8	406,2	0,64	22,25	263,7	197	414,8	0,63
10,00	263,7	194,8	406,2	0,64	22,50	264,7	195,6	417,4	0,63
10,25	263,7	194,8	406,2	0,64	22,75	264,7	195,6	417,4	0,63
10,50	263,7	194,8	406,2	0,64	23,00	264,7	195,6	417,4	0,63
10,75	263,7	194,8	406,2	0,64	23,25	264,7	195,6	417,4	0,63
11,00	263,7	194,8	406,2	0,64	23,50	264,7	195,6	417,4	0,63
11,25	263,6	192,7	406,8	0,64	23,75	264,7	195,6	417,4	0,63
11,50	263,6	192,7	406,8	0,64	24,00	264,7	195,6	417,4	0,63
11,75	263,6	192,7	406,8	0,64	24,25	264,7	195,6	417,4	0,63
12,00	263,6	192,7	406,8	0,64	24,50	264,7	195,6	417,4	0,63
12,25	263,6	192,7	406,8	0,64	24,75	266,1	197,2	421,7	0,63

Výkon 25%, $f=223$ kHz, $U_i=92$ V (část 2)									
Měřeno multimetrem									
Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník	Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník
25,00	266,1	197,2	421,7	0,63	36,00	264,6	195,9	403,4	0,65
25,25	266,1	197,2	421,7	0,63	36,25	264,6	195,9	403,4	0,65
25,50	266,1	197,2	421,7	0,63	36,50	264,6	195,9	403,4	0,65
25,75	266,1	197,2	421,7	0,63	36,75	264,6	195,9	403,4	0,65
26,00	266,1	197,2	421,7	0,63	37,00	264,6	195,9	403,4	0,65
26,25	266,1	197,2	421,7	0,63	37,25	264,6	195,9	403,4	0,65
26,50	266,1	197,2	421,7	0,63	37,50	264,6	195,9	403,4	0,65
26,75	266,1	197,2	421,7	0,63	37,75	264,6	195,9	403,4	0,65
27,00	265,8	197,7	408,1	0,65	38,00	264,6	195,9	403,4	0,65
27,25	265,8	197,7	408,1	0,65	38,25	264,4	194,3	408,1	0,64
27,50	265,8	197,7	408,1	0,65	38,50	264,4	194,3	408,1	0,64
27,75	265,8	197,7	408,1	0,65	38,75	264,4	194,3	408,1	0,64
28,00	265,8	197,7	408,1	0,65	39,00	264,4	194,3	408,1	0,64
28,25	265,8	197,7	408,1	0,65	39,25	264,4	194,3	408,1	0,64
28,50	265,8	197,7	408,1	0,65	39,50	264,4	194,3	408,1	0,64
28,75	265,8	197,7	408,1	0,65	39,75	264,4	194,3	408,1	0,64
29,00	265,8	197,7	408,1	0,65	40,00	264,4	194,3	408,1	0,64
29,25	264,2	196,7	418,3	0,63	40,25	264,4	194,3	408,1	0,64
29,50	264,2	196,7	418,3	0,63	40,50	264,4	194,6	406,8	0,64
29,75	264,2	196,7	418,3	0,63	40,75	264,4	194,6	406,8	0,64
30,00	264,2	196,7	418,3	0,63	41,00	264,4	194,6	406,8	0,64
30,25	264,2	196,7	418,3	0,63	41,25	264,4	194,6	406,8	0,64
30,50	264,2	196,7	418,3	0,63	41,50	264,4	194,6	406,8	0,64
30,75	264,2	196,7	418,3	0,63	41,75	264,4	194,6	406,8	0,64
31,00	264,2	196,7	418,3	0,63	42,00	264,4	194,6	406,8	0,64
31,25	264,2	196,7	418,3	0,63	42,25	264,4	194,6	406,8	0,64
31,50	264,5	195,4	422,1	0,62	42,50	264,4	194,6	406,8	0,64
31,75	264,5	195,4	422,1	0,62	42,75	264,6	195,6	406,1	0,65
32,00	264,5	195,4	422,1	0,62	43,00	264,6	195,6	406,1	0,65
32,25	264,5	195,4	422,1	0,62	43,25	264,6	195,6	406,1	0,65
32,50	264,5	195,4	422,1	0,62	43,50	264,6	195,6	406,1	0,65
32,75	264,5	195,4	422,1	0,62	43,75	264,6	195,6	406,1	0,65
33,00	264,5	195,4	422,1	0,62	44,00	264,6	195,6	406,1	0,65
33,25	264,5	195,4	422,1	0,62	44,25	264,6	195,6	406,1	0,65
33,50	264,5	195,4	422,1	0,62	44,50	264,6	195,6	406,1	0,65
33,75	263	192,7	399,9	0,65	44,75	264,6	195,6	406,1	0,65
34,00	263	192,7	399,9	0,65	45,00	265	196,9	407,5	0,65
34,25	263	192,7	399,9	0,65	45,25	265	196,9	407,5	0,65
34,50	263	192,7	399,9	0,65	45,50	265	196,9	407,5	0,65
34,75	263	192,7	399,9	0,65	45,75	265	196,9	407,5	0,65
35,00	263	192,7	399,9	0,65	46,00	265	196,9	407,5	0,65
35,25	263	192,7	399,9	0,65	46,25	265	196,9	407,5	0,65
35,50	263	192,7	399,9	0,65	46,50	265	196,9	407,5	0,65
35,75	263	192,7	399,9	0,65	46,75	265	196,9	407,5	0,65

Tab.4.7.

Výkon 50%, f=223 kHz, U _i =150 V							
Měřeno infrakamerou							
Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]
0,00	30,4	3,52	49,3	7,00	71,9	10,50	94,1
0,17	30,6	3,67	50,4	7,17	73,1	10,67	95,1
0,33	31	3,83	51,4	7,33	74,2	10,81	96,1
0,50	31,4	4,00	52,6	7,50	75,3	10,95	97,2
0,67	32	4,17	53,5	7,67	76,1	11,10	98,3
0,83	32,7	4,33	54,5	7,81	77,1	11,24	99,1
1,00	33,5	4,50	55,7	7,95	77,9	11,38	100,1
1,17	34,4	4,67	56,5	8,10	79	11,52	101,1
1,33	35,2	4,83	57,9	8,24	80,1	11,67	102
1,50	36,2	5,00	58,7	8,38	81	11,83	103,1
1,67	37,1	5,17	59,7	8,52	82,1	12,00	104,1
1,83	38,1	5,33	60,6	8,67	83,2	12,17	105
2,00	39,1	5,50	61,7	8,83	84,2	12,33	106
2,17	40,1	5,67	62,8	9,00	85,1	12,50	107,1
2,33	41,2	5,81	63,9	9,17	86,1	12,67	108
2,50	42,2	5,95	64,8	9,33	87,3	12,83	108,9
2,67	43,2	6,10	65,9	9,50	88	13,00	110
2,81	44,2	6,24	66,8	9,67	89,1	13,17	111,1
2,95	45,4	6,38	67,8	9,83	90,2	13,33	111,9
3,10	46,3	6,52	68,9	10,00	91,3	13,50	112,8
3,24	47,4	6,67	70,3	10,17	92,1	13,67	113,5
3,38	48,4	6,83	70,9	10,33	93,1	13,81	114,1

Tab 4.8.

Výkon 50%, f=223 kHz, U _i =150 V									
Měřeno multimetrem									
Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinnost	Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinnost
0,00	470,7	170,4	638,6	0,73	6,75	478,8	180,4	686,1	0,69
0,25	470,7	170,4	638,6	0,73	7,00	478,8	180,4	686,1	0,69
0,50	470,7	170,4	638,6	0,73	7,25	478,8	180,4	686,1	0,69
0,75	470,7	170,4	638,6	0,73	7,50	478,8	180,4	686,1	0,69
1,00	470,7	170,4	638,6	0,73	7,75	478,8	180,4	686,1	0,69
1,25	470,7	170,4	638,6	0,73	8,00	478,8	180,4	686,1	0,69
1,50	470,7	170,4	638,6	0,73	8,25	478,8	180,4	686,1	0,69
1,75	470,7	170,4	638,6	0,73	8,50	478,8	180,4	686,1	0,69
2,00	470,7	170,4	638,6	0,73	8,75	478,8	180,4	686,1	0,69
2,25	476,5	178,1	665,1	0,71	9,00	478,6	180,5	683,4	0,7
2,50	476,5	178,1	665,1	0,71	9,25	478,6	180,5	683,4	0,7
2,75	476,5	178,1	665,1	0,71	9,50	478,6	180,5	683,4	0,7
3,00	476,5	178,1	665,1	0,71	9,75	478,6	180,5	683,4	0,7
3,25	476,5	178,1	665,1	0,71	10,00	478,6	180,5	683,4	0,7
3,50	476,5	178,1	665,1	0,71	10,25	478,6	180,5	683,4	0,7
3,75	476,5	178,1	665,1	0,71	10,50	478,6	180,5	683,4	0,7
4,00	476,5	178,1	665,1	0,71	10,75	478,6	180,5	683,4	0,7
4,25	476,5	178,1	665,1	0,71	11,00	478,6	180,5	683,4	0,7
4,50	474,7	182,1	689,9	0,68	11,25	478,5	181,6	682,3	0,7
4,75	474,7	182,1	689,9	0,68	11,50	478,5	181,6	682,3	0,7
5,00	474,7	182,1	689,9	0,68	11,75	478,5	181,6	682,3	0,7
5,25	474,7	182,1	689,9	0,68	12,00	478,5	181,6	682,3	0,7
5,50	474,7	182,1	689,9	0,68	12,25	478,5	181,6	682,3	0,7
5,75	474,7	182,1	689,9	0,68	12,50	478,5	181,6	682,3	0,7
6,00	474,7	182,1	689,9	0,68	12,75	478,5	181,6	682,3	0,7
6,25	474,7	182,1	689,9	0,68	13,00	478,5	181,6	682,3	0,7
6,50	474,7	182,1	689,9	0,68	13,25	478,5	181,6	682,3	0,7

Tab. 4.9.

Výkon 75%, f=223 kHz, U _i =208 V					
Měřeno infrakamerou					
Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]
0,00	30,2	2,57	54,7	5,00	88,6
0,17	30,3	2,71	56,4	5,17	90,8
0,33	30,7	2,86	58,6	5,33	92,6
0,50	31,4	3,00	60,7	5,50	95,1
0,67	32,5	3,17	62,7	5,67	97,3
0,83	33,8	3,33	65	5,83	99,1
1,00	35,2	3,50	67,1	6,00	101,4
1,17	36,7	3,67	69,4	6,17	103,6
1,33	38,5	3,83	71,3	6,33	106
1,50	40,4	4,00	73,7	6,50	108,2
1,67	42	4,14	75,9	6,67	110
1,83	44,2	4,29	77,6	6,83	112,3
2,00	46,3	4,43	80	7,00	114,6
2,14	48	4,57	82,2	7,14	116,3
2,29	50,2	4,71	84,1	7,29	118,6
2,43	52,4	4,86	86,3		

Tab. 4.10.

Výkon 75%, f=223 kHz, U _i =208 V									
Měřeno multimetrem									
Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník	Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník
0,00	821,5	144,6	1073,4	0,76	3,75	823,8	153,4	1102,3	0,74
0,25	821,5	144,6	1073,4	0,76	4,00	823,8	153,4	1102,3	0,74
0,50	821,5	144,6	1073,4	0,76	4,25	823,8	153,4	1102,3	0,74
0,75	821,5	144,6	1073,4	0,76	4,50	827,6	162,6	1119,8	0,73
1,00	821,5	144,6	1073,4	0,76	4,75	827,6	162,6	1119,8	0,73
1,25	821,5	144,6	1073,4	0,76	5,00	827,6	162,6	1119,8	0,73
1,50	821,5	144,6	1073,4	0,76	5,25	827,6	162,6	1119,8	0,73
1,75	821,5	144,6	1073,4	0,76	5,50	827,6	162,6	1119,8	0,73
2,00	821,5	144,6	1073,4	0,76	5,75	827,6	162,6	1119,8	0,73
2,25	823,8	153,4	1102,3	0,74	6,00	827,6	162,6	1119,8	0,73
2,50	823,8	153,4	1102,3	0,74	6,25	827,6	162,6	1119,8	0,73
2,75	823,8	153,4	1102,3	0,74	6,50	827,6	162,6	1119,8	0,73
3,00	823,8	153,4	1102,3	0,74	6,75	831,4	169,5	1129,1	0,73
3,25	823,8	153,4	1102,3	0,74	7,00	831,4	169,5	1129,1	0,73
3,50	823,8	153,4	1102,3	0,74	7,25	831,4	169,5	1129,1	0,73

Tab. 4.11.

Výkon 100%, f=223 kHz, U _i =262 V					
Měřeno infrakamerou					
Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]	Čas [s]	Teplota [°C]
0,00	32,5	1,67	50,2	3,17	84
0,17	32,7	1,83	53,5	3,33	87,6
0,33	32,9	2,00	56,9	3,50	91,6
0,50	34,1	2,17	59,9	3,67	94,7
0,67	35,4	2,31	63,4	3,83	98,5
0,83	37,3	2,45	66,9	4,00	102,3
1,00	39,2	2,60	69,8	4,17	105,5
1,17	41,8	2,74	73,5	4,33	109,4
1,33	44,5	2,88	77,2	4,50	113,2
1,50	47	3,02	81	4,67	117,3

Tab. 4.12.

Výkon 100%, $f=223$ kHz, $U_i=262$ V									
Měřeno multimetrem									
Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník	Čas [s]	P [W]	Q [VAr]	S [VA]	účinník
0,00	1264,9	131,4	1615,6	0,78	2,50	1297,2	152,3	1689,4	0,76
0,25	1264,9	131,4	1615,6	0,78	2,75	1297,2	152,3	1689,4	0,76
0,50	1264,9	131,4	1615,6	0,78	3,00	1297,2	152,3	1689,4	0,76
0,75	1264,9	131,4	1615,6	0,78	3,25	1297,2	152,3	1689,4	0,76
1,00	1264,9	131,4	1615,6	0,78	3,50	1297,2	152,3	1689,4	0,76
1,25	1264,9	131,4	1615,6	0,78	3,75	1297,2	152,3	1689,4	0,76
1,50	1264,9	131,4	1615,6	0,78	4,00	1297,2	152,3	1689,4	0,76
1,75	1264,9	131,4	1615,6	0,78	4,25	1297,2	152,3	1689,4	0,76
2,00	1264,9	131,4	1615,6	0,78	4,50	1316,1	158,4	1727,7	0,76
2,25	1297,2	152,3	1689,4	0,76	4,75	1316,1	158,4	1727,7	0,76

Příloha č. 2. Maxwellův proud

Tab. 4.13. Chyba výpočtu bez uvažování Maxwellova proudu

Frekvence [GHz]	Celkové ztráty [mW] (bez posuvných proudů)	Celkové ztráty [mW] (s posuvnými proudy)	Chyba [%]
1	43,58	43,61	0,07
7	75,39	76,88	1,95
13	107,47	111,55	3,66
19	132,63	139,01	4,59
25	152,08	160,21	5,08
31	167,48	176,93	5,34
37	179,98	190,41	5,47
43	190,36	201,58	5,54
49	199,14	210,86	5,56
55	206,71	218,86	5,55
60	212,28	224,73	5,54

Příloha č. 3. Impedance numerických modelů

Tab. 4.14. Impedance numerických modelů – podélné pole

f [GHz]	Podélné pole Al				Podélné pole Cu			
	L [nH]	R [Ω]	X [Ω]	Z [Ω]	L [nH]	R [Ω]	X [Ω]	Z [Ω]
0,0001	2,918	0,404	0,002	0,404	2,920	0,404	0,002	0,404
0,001	2,918	0,404	0,018	0,404	2,920	0,404	0,018	0,404
0,01	2,916	0,406	0,183	0,446	2,916	0,408	0,183	0,447
0,2	2,489	1,206	3,128	3,352	2,216	1,273	2,785	3,062
0,4	2,039	2,083	5,125	5,532	1,812	1,825	4,554	4,906
0,6	1,820	2,555	6,860	7,320	1,668	2,069	6,289	6,621
0,8	1,708	2,831	8,587	9,042	1,602	2,213	8,054	8,352
1	1,645	3,016	10,336	10,767	1,566	2,314	9,837	10,105
2	1,533	3,495	19,263	19,577	1,501	2,607	18,857	19,037
4	1,487	3,939	37,360	37,567	1,472	2,923	37,003	37,119
6	1,472	4,225	55,510	55,670	1,463	3,155	55,157	55,247
10	1,461	4,669	91,812	91,930	1,455	3,562	91,417	91,486

Tab. 4.15. Impedance numerických modelů – příčné pole

f [GHz]	Příčné pole Al				Příčné pole Cu			
	L [nH]	R [Ω]	X [Ω]	Z [Ω]	L [nH]	R [Ω]	X [Ω]	Z [Ω]
0,0001	3,335	0,009	0,002	0,009	3,335	0,009	0,002	0,009
0,001	3,334	0,009	0,021	0,023	3,334	0,009	0,021	0,023
0,01	3,302	0,020	0,208	0,208	3,263	0,025	0,205	0,207
0,2	2,415	0,450	3,034	3,068	2,331	0,380	2,929	2,953
0,4	2,285	0,669	5,744	5,783	2,227	0,551	5,597	5,624
0,6	2,229	0,828	8,403	8,444	2,183	0,671	8,229	8,256
0,8	2,196	0,955	11,039	11,081	2,157	0,765	10,844	10,871
1	2,174	1,062	13,662	13,704	2,141	0,843	13,451	13,478
2	2,124	1,433	26,690	26,728	2,103	1,109	26,429	26,452
4	2,093	1,855	52,606	52,638	2,081	1,406	52,302	52,321
6	2,082	2,121	78,473	78,502	2,073	1,595	78,145	78,161
10	2,072	2,478	130,165	130,189	2,066	1,856	129,802	129,815