

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

Katedra elektroenergetiky a ekologie

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Možnosti použití indukčního ohřevu při ohřevu nanočástic

Bc. Michaela Holá

2015

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
Fakulta elektrotechnická
Akademický rok: 2014/2015

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE
(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Michaela HOLÁ**
Osobní číslo: **E13N0069P**
Studijní program: **N2612 Elektrotechnika a informatika**
Studijní obor: **Elektroenergetika**
Název tématu: **Možnosti použití indukčního ohřevu při ohřevu nanočástic**
Zadávající 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. Uvedte teorii indukčního ohřevu
2. Uvedte teorie sdílení tepla
3. Uvedte požadavky na indukční ohřev nanočástic
4. Provedte numerické řešení ilustrativního příkladu ohřevu nanočástic
5. Závěry pro praxi

Rozsah grafických prací: podle doporučení vedoucího
Rozsah pracovní zprávy: 30 - 40 stran
Forma zpracování diplomové práce: tištěná/elektronická
Seznam odborné literatury:

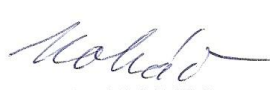
1. Doporučená: Langer, Emil, Teorie indukčního a dielektrického tepla ,
Praha : Academia 1979
2. Doporučená: Rudnev, Valery, Handbook of induction heating , New York :
Marcel Dekker 2003
3. Doporučená: Starck, Axel von; Mühlbauer, Alfred; Kramer, Carl,
Handbook of thermoprocessing technologies : fundamentals, processes,
components, safety , Essen : Vulkan-Verlag 2005
4. Internet

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

Datum zadání diplomové práce: 15. října 2014
Termín odevzdání diplomové práce: 11. května 2015


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




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

V Plzni dne 15. října 2014

Abstrakt

Předkládaná diplomová práce se zabývá indukčním ohřev nanočástic. První část je zaměřena na sdílení tepla a teorii indukčního ohřevu. Druhá část je zaměřena na nanotechnologii a porovnání ztrát při indukčním ohřevu nanočástic. Ztráty jsou porovnávány při změně frekvence a výšky vsázky pomocí simulačního programu ANSYS.

Klíčová slova

Vlnění, proudění, sálání, indukční teplo, Maxwellovy rovnice, Poyntingův zářivý vektor, hloubka vniku, nanočástice, ANSYS

Abstract

The presented diploma thesis deals with inductive heating of nanoparticles. First part is focused on the theory of heat and induction heating. Second part is focused on nanotechnology and compare losses during induction heating of nanoparticles. Losses are compared when changing the frequency and height of the charge simulation using ANSYS.

Key words

Waves, convection, radiation, heat induction, Maxwell's equations, Poynting vector, the penetration depth, nanoparticles, ANSYS

Prohlášení

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě diplomovou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě elektrotechnické Západočeské univerzity v Plzni.

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.

V Plzni dne

Jméno příjmení

.....

Poděkování

Tímto bych ráda poděkovala vedoucímu mé diplomové práce Ing. Davidu Rotovi Ph.D. za cenné profesionální rady, připomínky a metodické vedení práce. Dále bych chtěla poděkovat Prof. Ing. Jiřímu Koženému CSc. za rady, které mi pomohli při řešení této práce.

1 Obsah

1 OBSAH	8
2 SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	10
2.1 TEPLTNÍ POLE	10
2.2 ELEKTROMAGNETICKÉ POLE	11
3 ÚVOD	12
4 TEORIE SDÍLENÍ TEPLA	13
4.1 VEDENÍ	14
4.1.1 <i>Součinitel tepelné vodivosti</i>	15
4.1.2 <i>Fourierova rovnice vedení tepla</i>	16
4.1.3 <i>Vedení tepla rovinnou stěnou</i>	18
4.1.4 <i>Vedení tepla válcovou stěnou</i>	19
4.2 PROUDĚNÍ	19
4.2.1 <i>Fourierova – Kirchhoffova rovnice</i>	20
4.2.2 <i>Součinitel přestupu tepla α</i>	20
4.3 SÁLÁNÍ	21
4.3.1 <i>Snellův zákon</i>	21
4.3.2 <i>Planckův zákon</i>	22
4.3.3 <i>Stefanův – Boltzmannův zákon</i>	23
4.3.4 <i>Wienův posunovací zákon</i>	23
4.3.5 <i>Kirchhoffův zákon</i>	24
5 TEORIE INDUKČNÍHO OHŘEVU	25
5.1 MAXWELLOVY ROVNICE A ODVOZENÍ VLNOVÝCH ROVNIC ELEKTROMAGNETICKÉHO VLNĚNÍ	25
5.2 POYNTINGŮV ZÁŘIVÝ VEKTOR	27
5.3 HLOUBKA VNIKU A SKINEFEKT	28
5.4 ROVINNÉ VLNĚNÍ	28
5.4.1 <i>Rovinné vlnění ve stěně malé tloušťky</i>	28
5.4.2 <i>Rovinné vlnění ve stěně velké tloušťky</i>	29
5.5 VÁLCOVÉ VLNĚNÍ	30
5.5.1 <i>Obecná rovnice válcového elektromagnetického vlnění</i>	31
5.6 ODVOZENÍ VEKTOROVÉHO POTENCIÁLU PRO ELEKTROMAGNETICKÉ POLE	32
6 NANOČÁSTICE	33
6.1 NANOTECHNOLOGIE	33
6.1.1 <i>Aplikace nanotechnologie</i>	34
6.2 NANOMATERIÁLY	35
6.2.1 <i>Kovové nanomateriály</i>	35
6.2.2 <i>Uhlíkové nanomateriály</i>	36
6.2.3 <i>Nanomateriály anorganických sloučenin</i>	37

6.3	POŽADAVKY NA INDUKČNÍ OHŘEV NANOČÁSTIC.....	37
7	MATEMATICKÉ MODEL OHŘEVU NANOČÁSTIC	38
7.1	OBEČNÝ MATEMATICKÝ MODEL	38
7.2	MODEL INDUKČNÍHO OHŘEVU NANOČÁSTIC	39
7.2.1	<i>Vytvoření geometrie a nadeřinování materiálových parametrů.....</i>	<i>39</i>
7.2.2	<i>Vytvoření elementů</i>	<i>40</i>
7.2.3	<i>Nastavení materiálových parametrů</i>	<i>41</i>
8	VÝSLEDKY MATEMATICKÉHO MODELU INDUKČNÍHO OHŘEVU NANOČÁSTIC	41
8.1	ZTRÁTY VE VSÁZCE	42
8.2	ZTRÁTY CELKOVÉ.....	43
8.3	TEPLOTNÍ POLE.....	45
9	ZÁVĚR.....	46
10	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY A INFORMAČNÍCH ZDROJŮ	47
10.1	LITERATURA	47
10.2	INTERNETOVÉ ZDROJE.....	48
10.3	ODBORNÉ PRÁCE.....	48
11	PŘÍLOHY	49
11.1	PŘÍLOHA 1 – VÝSLEDKY PRO MODEL 1	49
11.2	PŘÍLOHA 2 – ROZLOŽENÍ PROUDOVÉ HUSTOTY PRO FREKVENCI $F = 100\text{MHz}$	50
11.3	PŘÍLOHA 3 – OHŘEV NANOČÁSTIC	51

2 Seznam symbolů a zkratek

2.1 Teplotní pole

Symbol/zkratka	Význam	Jednotka
A	poměrná pohltivost	[-]
B	poměrná odrazivost	[-]
C	poměrná průzařnost	[-]
c	měrné teplo materiálu	[J.kg ⁻¹ K ⁻¹]
c _p	měrná tepelná kapacita	[J.kg ⁻¹ K ⁻¹]
L	charakteristický rozměr	[-]
n	index lomu na rozhraní	[-]
P	výkon, tepelný tok	[W]
Q	tepelný tok	[W]
v	rychlost šíření v prostředí	[m.s ⁻¹]
α	součinitel přestupu tepla	[W.m ⁻² K ⁻¹]
ε _s	stupeň černosti	[-]
Θ	termodynamická teplota	[K]
t	teplota	[°C]
λ	vlnová délka	[m]
λ	měrná tepelná vodivost	[W.m ⁻¹ K ⁻¹]
q	hustota tepelného toku	[W.m ⁻²]
τ	čas	[s]
S	plocha	[m ²]
ρ	hustota	[kg.m ⁻³]
a	součinitel teplotní vodivosti	[m ² .s]
R _i	měrný tepelný odpor	[m ² .K.W ⁻¹]
r	poloměr	[m]
h	Planckova konstanta	[J.s]
f	frekvence	[Hz]
E	energie	[W]
σ	Stefan-Boltzmannova konstanta	[W.m ⁻² .K ⁻⁴]

2.2 Elektromagnetické pole

Symbol/zkratka	Význam	Jednotka
B	magnetická indukce	[T]
E	intenzita elektrického pole	[V.m ⁻¹]
H	intenzita magnetického pole	[A.m ⁻¹], [H]
I _l	elektrický proud	[A]
I ₁₁	proudová hustota	[A.m ⁻¹]
N ₁₁	počet závitů	[-]
S	Poyntingův vektor	[W.m ⁻²]
W	elektrická energie	[J]
γ	konduktivita	[S.m ⁻¹]
ε	permitivita	[F.m ⁻¹]
μ	permeabilita	[H.m ⁻¹]
D	elektrická indukce	[C.m ⁻²]
a	hloubka vniku	[m]
ω	úhlová frekvence	[s ⁻¹]
J	proudová hustota	[A.m ⁻²]

3 Úvod

Tato diplomová práce se zabývá využitím indukčního ohřevu pro ohřev nanočástic. Hlavním cílem této práce bylo porovnat vzniklé ztráty při ohřevu nanočástic, při změně frekvence a velikostí nanočástic. Výpočet byl prováděn v programu ANSYS.

Práce je rozdělena na dvě části. První teoretická část se zaměřuje na sdílení tepla vedením, prouděním a sáláním. Dále se zabývá indukčním ohřevem, odvozením vlnových rovnic pro elektromagnetické vlnění a definicí Poyntingova vektoru. Další kapitolou v teoretické části jsou samotné nanočástice. Tato část je zaměřena na druhy nanomateriálů a využití nanočástic v praxi.

Druhá praktická část práce je zaměřena na samotný výpočet Jouleových ztrát při ohřevu nanočástic. Výpočet byl prováděn při změně velikosti nanočástic a frekvence.

4 Teorie sdílení tepla

První poznatky o teple jsou známy již v 18. století, kdy Michail Vasiljevič. Lomonosov ukázal, že teplo jsou pohybující se částice. Tuto skutečnost svými experimenty pak prokázal Elihu Thomson, ale teprve až Julius Robert von Mayer přišel s teorií, že teplo je energie ekvivalentní mechanické energii. V první polovině 19. století vytvořili Siméon Denis Poisson a Jean Baptiste Fourier matematické základy teorie vedení tepla. Závislostí záření absolutně černého tělesa na termodynamické teplotě se experimentálně zabýval Josef Stefan, a poté zákon záření matematicky odvodil Ludwig Boltzmann podle druhé termodynamické věty. Ke konci 19. století Max Planck odvodil závislost intenzity vyzařování na vlnové délce a teplotě a na počátku 20. století vědci objasnili zákonitosti sdílení tepla v pohyblivém prostředí.

Jako sdílení tepla můžeme označit přenos energie z oblasti vyšší teploty do oblasti nižší teploty. V různých pohyblivých prostředích přenosu energie dochází i k přemísťování hmotnosti prostředí v prostoru. V teorii sdílení tepla rozlišujeme tři způsoby šíření tepla, a to vedení (kondukcí), proudění (konvekci) a sálání (záření nebo radiaci).

Sdílení tepla vedením závisí na vzájemném energetickém působení a tepelném pohybu atomů a molekul. Vedením se teplo přenáší nejen v pevných látkách, ale i v kapalných a plynných tělesech, ovšem u pevných neprůzračných těles je vedení jediným druhem sdílení tepla.

Sdílení tepla pomocí proudění je možné pouze v proudícím prostředí. Proudící látka předává nebo odevzdává teplo okolním tělesům ze svého povrchu. Povrchem u dvou kapalin nebo kapaliny a plynu je plocha dotyku těchto médií.

Při sálání se tepelná energie tělesa mění v elektromagnetické vlnění šířící se prostorem, které je pohlcováno povrchem ostatních těles, kde se zpět proměňuje v tepelnou energii. Na rozdíl od vedení a proudění k sálání není potřeba hmotné prostředí. Tento druh sdílení tepla může probíhat i v absolutním vakuu.

Ve většině případů se uplatňují všechny způsoby šíření tepla, obvykle i ve spojení s přenosem hmoty. Tyto úlohy pak řešíme jako dva rozdílné děje, a to přenos tepla a přenos hmoty.

4.1 Vedení

Sdílení tepla vedením způsobuje změnu teploty v čase, ale i v prostoru. Matematicky můžeme teplotní pole vyjádřit vztahem

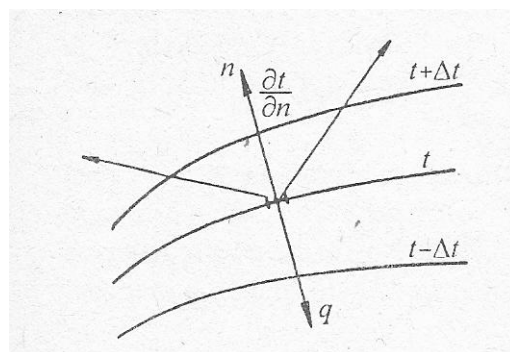
$$t = f(x, y, z, \tau) \quad (4.1.1)$$

Ve zkoumaném prostoru v každém časovém okamžiku je množina hodnot teploty teplotní pole. Rozdělujeme jej na stacionární (ustálené) a nestacionární (neustálené). Pokud v rovnici 4.1.1 popisující nestacionární pole vynecháme čas, získáme rovnici pro stacionární pole, která je funkcí pouze souřadnic.

$$t = f(x, y, z) \quad (4.1.2)$$

Teplota v tělese se mění ve všech směrech, které protínají izotermy. Izotermy jsou čáry spojující body o stejné teplotě. Největší změna teploty je ve směru normály k izotermě. Nárůst teploty v tomto směru je dán gradientem teploty, což je vektor, který je kolmý k izotermě a směřující na stranu růstu teploty. Číselnou hodnotu gradientu určíme ze vztahu:

$$\text{grad}t = \frac{\partial t}{\partial n} = \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\partial t}{\partial z} = \nabla t \quad (4.1.3)$$



Obr. 1 Izotermy, teplotní gradient [1]

Podmínkou pro sdílení tepla je nerovnoměrnost v rozložení teploty v tělese. Množství tepla, které se přeneso za jednotku času, nazýváme tepelný tok P .

$$dP = q \cdot dS \quad (4.1.4)$$

V 1. polovině 19. století Fourier zjistil, že hustota tepelného toku je rovna zápornému gradientu teploty. Tuto závislost nazýváme prvním Fourierovým zákonem vedení tepla a zapisujeme jej ve tvaru:

$$q = -\lambda \cdot \text{grad}t = -\lambda \cdot \nabla t = -\lambda \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\partial t}{\partial z} \right) \quad (4.1.5)$$

Vektory q a $\text{grad}t$ ležící na jedné přímce, směřují na opačné straně, jelikož teplo se vždy předává z teplejšího místa do místa chladnějšího. Z tohoto důvodu je před součinitelem tepelné vodivosti λ znaménko mínus.

4.1.1 Součinitel tepelné vodivosti

Součinitel tepelné vodivosti λ je fyzikální parametr každé látky, který závisí na tlaku, teplotě a složení látky. Zjistí se měřením hustoty tepelného toku a gradientem teploty. Součinitel tepelné vodivosti určíme ze vztahu:

$$\lambda = - \frac{dQ}{\text{grad}t \cdot dS \cdot d\tau} \quad (4.1.6)$$

Součinitel tepelné vodivosti λ je množství tepla, které projde izotermickou plochou za jednotku času, přičemž v tělese je jednotkový teplotní gradient. Vedení tepla v plynech je při normálních teplotách a tlacích dané přenosem kinetické energie srážkami molekul. Součinitel tepelné vodivosti u plynů se zvyšující se teplotou roste. Při teplotě kolem 0 °C se λ u většiny plynů pohybuje v rozmezí 0,01 – 0,03 W.m⁻¹.K⁻¹.

U kapalin se součinitel tepelné vodivosti je v rozmezí 0,08 – 0,7 W.m⁻¹.K⁻¹ a se zvyšující se teplotou klesá. Anomálie nastává u vody a glycerínu, kde λ roste.

Zvláštní skupinu tvoří elektricky vodivé tekuté kovy, kde jejich vysoký součinitel tepelné vodivosti je dán značnou rychlostí volně se pohybujících elektronů. Stopy příměsí snižují u kovů jejich tepelnou vodivost.

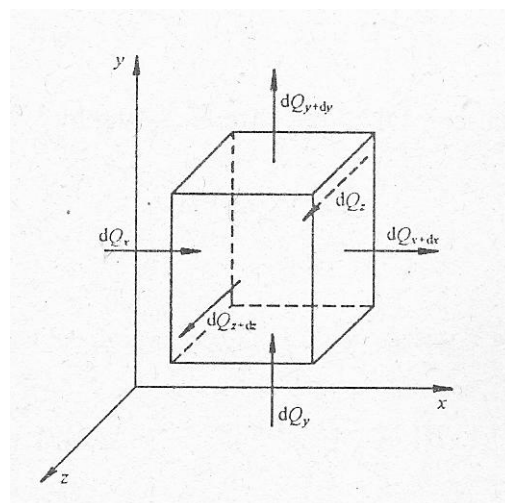
U polovodičů se na vedení tepla podílí také pružné kmitání atomů ve mřížce. S rostoucí teplotou a počtem cizích atomů se zvyšuje počet volných elektronů, tudíž i tepelná vodivost materiálů.

Elektricky nevodivé materiály se vyznačují malou hodnotou tepelné vodivosti, jelikož se v nich teplo přenáší pouze kmitavým pohybem atomů. Tuhá tělesa s pórovitou strukturou, jako je např. beton, cihly, dřevo a azbest, u kterých jsou póry vyplněny plynem nebo kapalinou mají tepelnou vodivost závislou na vlhkosti materiálu.

4.1.2 Fourierova rovnice vedení tepla

Fourierovu rovnici pro vedení tepla, nebo druhý Fourierův zákon vedení tepla uijeme pro řešení teplotního pole v tuhém tělese, kdy rovnice mají diferenciální tvar. Základem, ze kterého zákon vychází, je zákon zachování energie.

Pro odvození uvažujeme, že tuhé těleso bude homogenní a izotropní, fyzikální vlastnosti budou všude konstantní. Změna objemu tělesa, která je spojena se změnou teploty, bude menší, než je samotný objem tělesa. Výměna tepla bude probíhat za konstantního tlaku a vnitřní tepelné zdroje budou uvnitř tělesa rozmístěny rovnoměrně.



Obr. 2 Schéma k odvození Fourierovy rovnice vedení tepla[1]

Při zanedbání členů vyšších řádů Taylorova polynomu pro množství tepla, dostane rovnici:

$$dQ_{\lambda,x} = dQ_x - dQ_{x+dx} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau \quad (4.1.7)$$

Při vydatnosti vnitřního objemového zdroje tepla q_v se množství tepla uvolněného do objemu za čas rovná

$$dQ_v = q_v \cdot dV \cdot d\tau \quad (4.1.8)$$

Pokud tepelný děj bude izobarický a fyzikální vlastnosti tělesa budou konstantní, dostaneme Fourierovu rovnici vedení tepla

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho} \quad (4.1.9)$$

Označíme-li

$$\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} = a \quad (4.1.10)$$

kde a je součinitel teplotní vodivosti. Jedná se o fyzikální veličinu charakterizující rychlost změny teplotního pole tělesa při povrchové změně. S rostoucí hodnotou součinitele teplotní vodivosti roste i rychlost změn na povrchu tělesa. Nejnižší hodnoty součinitele teplotní vodivosti mají plyny, nejvyšší hodnoty mají kovy.

Při zjednodušení Fourierovy rovnice dostaneme vztah:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \cdot \nabla^2 t \quad (4.1.11)$$

4.1.3 Vedení tepla rovinnou stěnou

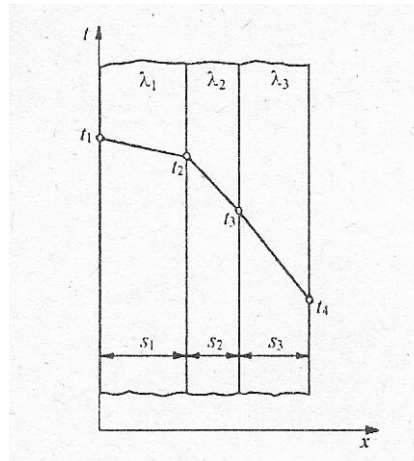
Při průchodu tepelného toku rovinnou stěnou se hustota tepelného toku bude měnit s rozdílem teplot na površích a tloušťce stěny. Vzorec pro výpočet hustoty tepelného toku můžeme napsat ve tvaru:

$$q = \frac{\lambda}{s} (t_1 - t_2) \quad (4.1.12)$$

Pokud se stěna skládá z několika vrstev, nazývá se složená stěna. Hlavním předpokladem pro výpočet je, že vrstvy jsou dokonale spojeny, takže teploty navzájem se dotýkajících stěn vrstev jsou stejné. Pro tuto rovinu platí:

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{s_i}{\lambda_i}} = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda,i}} \quad (4.1.13)$$

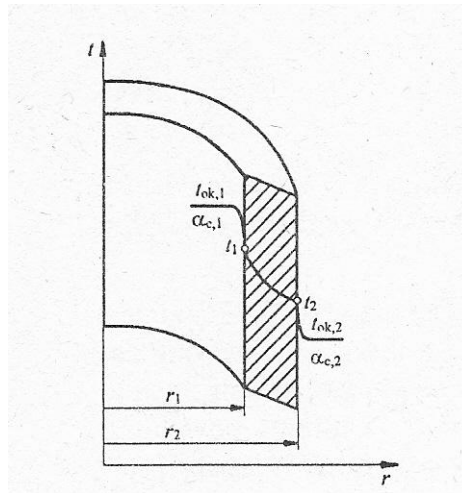
Kde $\sum R_{\lambda,i}$ je celkový měrný tepelný odpor stěny složené z několika vrstev.



Obr. 3 Schéma vedení tepla složenou rovinnou stěnou [1]

4.1.4 Vedení tepla válcovou stěnou

Při výpočtu teplotního pole u válcové stěny se postupuje stejně jako u rovinné stěny. Pro válcovou stěnu bude Laplaceův operátor vyjádřen v cylindrických souřadnicích.



Obr. 4 Schéma vedení tepla válcovou stěnou [1]

Z tohoto důvodu se místo hustoty tepelného toku q uvádí tepelný tok P .

$$P = -\lambda \cdot \frac{dt}{dr} \cdot S = -\lambda \cdot \frac{dt}{dr} \cdot 2\pi \cdot r \cdot l \quad (4.1.14)$$

Pokud vztáhneme tepelný tok na jednotku délky válce, získáme lineární hustotu tepelného toku

$$q_l = \frac{P}{l} = \frac{\pi \cdot (t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (4.1.15)$$

4.2 Proudění

Sdílení tepla prouděním je proces související s prouděním v tekutinách. Jelikož v kapalinách dochází i k tepelnému pohybu částic, je proudění vždy doprovázeno sdílením tepla vedením. U proudících tekutin můžeme tedy hovořit o konvektivně – kondukčním sdílení tepla, ovšem v praxi se běžně užívá jen konvekční sdílení tepla neboli proudění.

Proudění můžeme rozdělit do dvou skupin, podle druhu sil, které proudění způsobují, na volné a nucené. Volná konvekce je důsledkem nerovnoměrného rozdělení hmotnostních sil v kapalině. Nejčastěji vyskytující se typem volné konvekce je přirozené proudění, které je vyvolané působením gravitačního pole a nerovnoměrností teplot v tekutině. Volná konvekce může být vyvolána také elektromagnetickou silou.

Nucené proudění je zapříčiněno povrchovými silami. Ty mohou být vyvolány čerpadlem, ventilátorem, tahem komína apod. Mezi povrchové síly můžeme zařadit tlakové a třecí síly.

V praxi se proudění vždy skládá z konvekce přirozené i nucené. Podíl přirozeného proudění je tím větší, čím menší je rychlost nuceného proudění a čím jsou větší teplotní gradienty v tekutině. Při vysokých rychlostech nuceného proudění je vliv přirozeného proudění zanedbatelný.

4.2.1 Fourierova – Kirchhoffova rovnice

Fourierova – Kirchhoffova rovnice popisuje teplotní pole proudící kapaliny. Při odvozování rovnice musíme uvažovat, že kapalina bude homogenní, vnitřní zdroje tepla budou rovnoměrně rozmístěny a bude mít konstantní fyzikální vlastnosti. Tepelnou energii, která vznikla přeměnou z mechanické energie, zanedbáváme. Tento děj je izobarický.

Při vedení tepla se hustota tepelného toku vypočítala pomocí gradientu času násobeného součinitelem tepelné vodivosti. Při proudění musíme uvažovat i teplo, které kapalina přenesla přes plochu za jednotku času.

$$q = -\lambda \cdot \text{grad}t + \rho \cdot v \cdot i \quad (4.2.1)$$

Fourierova – Kirchhoffova rovnice pro proudění u izobarického děje se pro sdílení tepla v tuhých tělesech zapisuje jako úplná derivace teploty.

$$\frac{dt}{d\tau} = \alpha \cdot \nabla^2 t + \frac{q_V}{c_p \cdot \rho} \quad (4.2.2)$$

4.2.2 Součinitel přestupu tepla α

Stanovit přesnou hodnotu součinitele přestupu tepla α je velice obtížné. Musíme rozlišovat, zda se jedná o nucenou nebo samovolnou konvekce, zda během tepelné výměny

dochází ke změně skupenství, jaké jsou rozměry, tvar a drsnost materiálů, rychlost proudění apod.

Pro jednodušší výpočty můžeme součinitel přestupu tepla určit z Newtonova zákona

$$\alpha = \frac{d P_p}{(t_p - t) \cdot dA} = \frac{q_p}{t_p - t} \quad (4.2.3)$$

4.3 Sálání

Třetím způsobem šíření tepla je sálání. V odborných publikacích se také můžeme setkat s názvem záření nebo radiace. Jedná se o proces, kdy těleso vyzařuje do prostoru elektromagnetické vlnění, které má rychlost světla. Při dopadu tepelného záření na těleso se část energie odrazí, část pohltí a část tělesem projde. Tyto parametry nazýváme spektrálními veličinami.

$$\text{Poměrná pohltivost} \quad A = \frac{\text{energie pohlcená}}{\text{celková energie dopadá}} \quad (4.3.1)$$

$$\text{Poměrná odrazivost} \quad B = \frac{\text{energie odražená}}{\text{celková energie dopadá}} \quad (4.3.2)$$

$$\text{Poměrná propustnost} \quad C = \frac{\text{energie prošlá}}{\text{celková energie dopadá}} \quad (4.3.3)$$

Pro každé těleso musí platit:

$$A + B + C = 1 \quad (4.3.4)$$

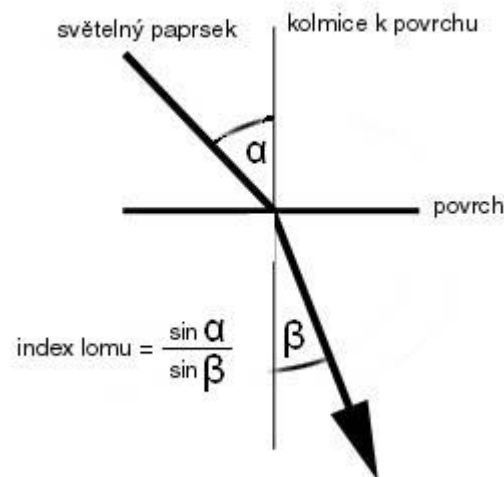
Ve speciálních případech dochází k vyrušení dvou parametrů (např. pro absolutně černé těleso $A = 1$, $B = C = 0$, pro absolutně bílé těleso $B = 1$, $A = C = 0$, pro průzračné těleso $C = 1$, $A = B = 0$). V obecných případech tělesa nazýváme šedými. U těchto těles dochází ke kombinaci všech tří parametrů. Parametry pohltivosti, odrazivosti a propustnosti ovlivňují vlastnosti těles jako je barva a drsnost povrchu.

4.3.1 Snellův zákon

Při průchodu záření z řidšího prostředí do hustšího dochází k lomu paprsků. Pro určení směru šíření paprsku v nehomogenním poli uplatníme Snellův zákon.

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (4.3.5)$$

„Při šíření záření z prostředí opticky řidšího do prostředí opticky hustšího se paprsky lámou směrem ke kolmici. Při šíření záření z prostředí opticky hustšího do prostředí opticky řidšího se paprsky lámou směrem od kolmice.“ [12]



Obr. 5 Lom paprsku [15]

Paprsek se průchodem z jednoho průzračného tělesa do druhého láme dle indexu lomu.

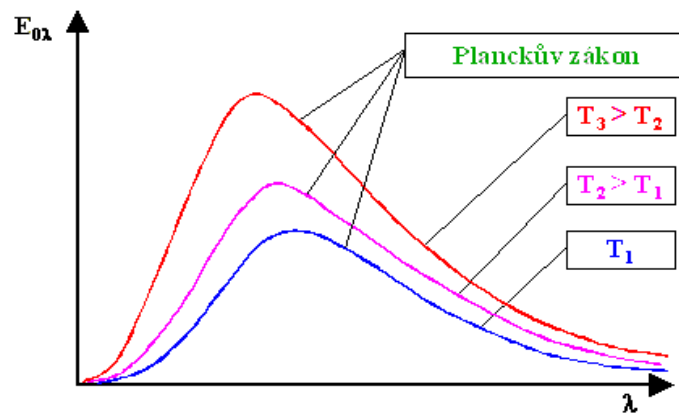
4.3.2 Planckův zákon

Na základě kvantové teorie odvodil Max Planck, že elektromagnetické vlnění vyzařuje energii po kvantech. „Záření o frekvenci f může být vyzařováno, nebo pohlcováno jen po kvantech energie o velikosti“ [10]

$$e = h \cdot f \quad (4.3.6)$$

Z Planckova vyzařovacího zákona je možné odvodit vztah pro spektrální hustotu zářivého toku dokonale černého tělesa, která je funkcí vlnové délky λ a teploty zářiče.

$$E_{0\lambda} = f(\lambda, \theta) = \frac{dE_0}{d\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 (e^{C_2/\lambda\theta} - 1)} \quad (4.3.7)$$



Obr. 6 Spektrální hustota zářivého toku dokonale černého tělesa v závislosti na vlnové délce záření a teplotě zářiče [13]

4.3.3 Stefanův – Boltzmannův zákon

Integrací spektrální hustoty zářivého toku přes celý rozsah vlnových délek, dostaneme Stefan – Boltzmannův zákon pro absolutně černé těleso. Teoreticky tento zákon odvodil Ludwig Boltzmann, experimentálně ho dokázal Josef Stefan.

$$P_{\dot{\epsilon}} = \sigma_{\dot{\epsilon}} \cdot \theta^4 \quad (4.3.8)$$

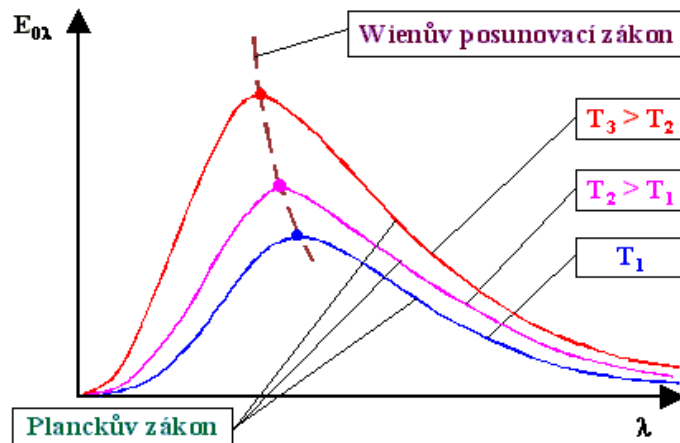
Pro absolutně černé těleso je Stefanova – Boltzmannova konstanta

$$\sigma_{\dot{\epsilon}} = 5,67051 \cdot 10^{-8} [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}] \quad (4.3.9)$$

4.3.4 Wienův posunovací zákon

Pro každou teplotu má funkce spektrální hustoty zářivého toku maximum. Toto vyplývá z Planckova zákona. S rostoucí teplotou se maximum křivky $E_{0\lambda}$ přesouvá do kratších vlnových délek. Pro vlnovou délku, při níž je záření maximální, platí vztah:

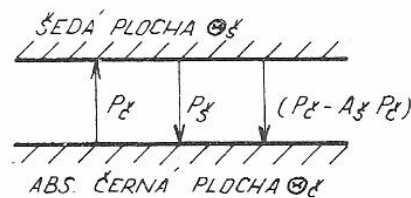
$$\lambda_m = \frac{2892}{\theta} \quad (4.3.10)$$



Obr. 7 Zobrazení Wienova posunovacího zákona v diagramu závislosti spektrální hustoty zářivého toku dokonalé černého tělesa na vlnové délce záření [14]

4.3.5 Kirchhoffův zákon

Vyjadřuje vztah mezi emisivitou a pohltivostí těles. Mezi dvěma velmi rozlehlými rovnoběžnými deskami s malou vzdáleností, z nichž jedna je šedá a druhá absolutně černá, se může vyzářený výkon z černé plochy a na šedou plochu se nevrací nic. Nebo černá plocha vyzáří výkon na šedou plochu. Část výkonu se pohltí a část se odrazí zpět.



Obr. 8 Odvození Kirchhoffova zákona [4]

Celková bilance výkonu vychází ze vztahu

$$P = P_{\zeta} - P_{\xi} - (P_{\xi} - A_{\xi} P_{\xi}) = A_{\xi} P_{\zeta} - P_{\xi} \quad (4.3.11)$$

Pokud teploty obou ploch budou stejné, nebude probíhat výměna tepla a $P = 0$, tudíž

$$P_{\xi} = A_{\xi} P_{\zeta} \quad (4.3.12)$$

nebo

$$\frac{P_{\xi}}{A_{\xi}} = P_{\zeta} = \sigma_{\zeta}' \theta^4 \quad (4.3.13)$$

Z tohoto vyplývá, že vztah prozářivý výkon šedého tělesa bude

$$P_{\xi} = A_{\xi} \sigma_{\zeta}' \theta^4 = \varepsilon_{\xi} \sigma_{\zeta}' \theta^4 \quad (4.3.14)$$

5 Teorie indukčního ohřevu

Pokud elektromagnetické vlnění dopadne na elektricky vodivou stěnu, vzniká indukční teplo. Část tohoto vlnění se odrazí a druhá část průchodem stěny naindukuje proud, který svým průchodem stěnu zahřívá.

Největší výhodou indukčního ohřevu je, že teplo vzniká přímo ve vsázce, nevstupuje do ní přes její povrch, tudíž dochází k rychlejšímu ohřevu. Další výhodou je, že můžeme vhodnou volbou kmitočtu, můžeme ovlivnit vznik tepla ve vsázce.

Teorie indukčního ohřevu je založena na Maxwellových rovnicích vycházejících z elektrodynamiky. Maxwellovy rovnice popisují vlnový charakter elektromagnetického pole, jehož podstatou je konečná rychlost šíření vlnových jevů. Pakliže by se jev šířil nekonečně velkou rychlostí, jev by se okamžitě rozšířil do celého prostoru, tudíž by šíření nebylo postupné a vlnění by neexistovalo.

Jestliže bychom měli bezútlumové prostředí s rovinným šířením, bude maximální hodnota vlny ve všech místech stejná. Jelikož prostor není bezútlumový, postupem se maximální hodnota vlnění bude zmenšovat. Bude docházet ke ztrátám. Amplituda klesá nejenom s tlumením, ale i s rozšiřováním se v kulovém prostoru.

5.1 Maxwellovy rovnice a odvození vlnových rovnic elektromagnetického vlnění

Pro popis elektromagnetického pole vlnovými rovnicemi budeme vycházet z prvních dvou Maxwellových rovnic. Budeme uvažovat, že prostředí, ve kterém se vlnění šíří, bude izotropní, homogenní a klidné.

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \gamma \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5.1.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (5.1.2)$$

$$\operatorname{div} \varepsilon \mathbf{E} = \rho \quad (5.1.3)$$

$$\operatorname{div} \mu \mathbf{H} = 0 \quad (5.1.4)$$

Provedeme rotaci 1. Maxwellovy rovnice a za $\operatorname{rot} \mathbf{E}$ dosadíme 2. Maxwellovu rovnici

$$\operatorname{rot} (\operatorname{rot} \mathbf{H}) = \operatorname{rot} \gamma \mathbf{E} + \operatorname{rot} \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \gamma \operatorname{rot} \mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial (\operatorname{rot} \mathbf{E})}{\partial t} \quad (5.1.5)$$

$$\operatorname{rot} (\operatorname{rot} \mathbf{H}) = -\gamma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (5.1.6)$$

Z vektorového součtu známe, že:

$$\operatorname{rot} (\operatorname{rot} \mathbf{H}) = \operatorname{grad} (\operatorname{div} \mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H} \quad (5.1.7)$$

Použitím tohoto pravidla a rovnice pro $\operatorname{div} \mathbf{H}$ dostaneme:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \gamma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (5.1.8)$$

Stejným postupem (rotací a dosazením $\operatorname{rot} \mathbf{H}$) pro 2. Maxwellovu rovnici dostaneme rovnice pro \mathbf{E} :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \gamma \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \operatorname{grad} \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (5.1.9)$$

Tyto rovnice jsou obecnými rovnicemi pro šíření elektromagnetického vlnění v prostředí, kde ε_r , μ_r , γ jsou konstantní. V praxi se setkáváme s prostředím, které je nevodivé, můžeme u něj zanedbat γ nebo vodivé, u kterého zanedbáváme ε_r .

Pro vodivé prostředí mají rovnice pro \mathbf{E} a \mathbf{H} následující tvar:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \gamma \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (5.1.10)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \gamma \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5.1.11)$$

Pro nevodivé prostředí mají rovnice pro \mathbf{E} a \mathbf{H} následující tvar:

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (5.1.12)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (5.1.13)$$

5.2 Poyntingův zářivý vektor

$$W = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{D} \cdot \mathbf{E} \, dV + \frac{1}{2} \int_V \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} \, dV = \frac{1}{2} \varepsilon \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \, dV + \frac{1}{2} \mu \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{H} \, dV \quad (5.2.1)$$

Poyntingův zářivý vektor je pomůckou při výpočtu indukčních ohřevů a přídavných ztrát ve vinutí strojů. Udává směr a hustotu elektromagnetického toku energie v prostoru za jednotku času. Pro určení Poyntingova vektoru \mathbf{S} budeme vycházet z definice hustoty energie.

Při předpokladu, že v objemu V za jednotku času dt ubyde energie W , dostáváme výkon P

$$P = -\frac{\partial W}{\partial t} \quad (5.2.2)$$

Kde znaménko mínus vyjadřuje úbytek energie. Jestliže rovnici (5.2.1) zderivujeme podle času t , dostaneme výslednou rovnici pro výkon.

$$P = -\frac{\partial W}{\partial t} = -\varepsilon \int_V \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \, dV - \mu \int_V \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \, dV \quad (5.2.3)$$

$$\begin{aligned}
 P &= -\frac{\partial W}{\partial t} = \int_V \mathbf{E} \cdot (\gamma \mathbf{E} - \text{rot } \mathbf{H}) dV + \int_V \mathbf{H} \cdot \text{rot } \mathbf{E} dV \\
 &= \int_V \gamma \mathbf{E}^2 dV + \int_V (\mathbf{H} \cdot \text{rot } \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \text{rot } \mathbf{H}) dV
 \end{aligned}
 \tag{5.2.4}$$

$$P = \int_V \gamma \mathbf{E}^2 dV + \int_V (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV
 \tag{5.2.5}$$

Při dosazení 1. a 2. Maxwellovy rovnice (5.1.1 a 5.1.2) dostaneme vzorec pro výkon P .

Z vektorového součinu \mathbf{E} a \mathbf{H} , dostáváme tzv. Poyntingův zářivý vektor \mathbf{S} , což je výkon připadající na jednotku plochy z objemu V . Poyntingův vektor je kolmý na rovinu, v níž leží \mathbf{E} a \mathbf{H} . V prostoru určíme směr vektoru pravidlem pravé ruky, pokud prsty budou ve směru \mathbf{E} a \mathbf{H} bude vstupovat do dlaně, poté palec ukazuje směr Poyntingova vektoru.

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}
 \tag{5.2.6}$$

5.3 Hloubka vniku a skin efekt

Hloubka vniku je dána výrazem

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{\omega \gamma \mu}}
 \tag{5.3.1}$$

Skin efekt je povrchový jev, kdy cca. 85% tepla vzniká právě v hloubce vniku. Jedná se o vzdálenost, kde hodnota proudové hustoty klesne na hodnotu $1/e$.

5.4 Rovinné vlnění

5.4.1 Rovinné vlnění ve stěně malé tloušťky

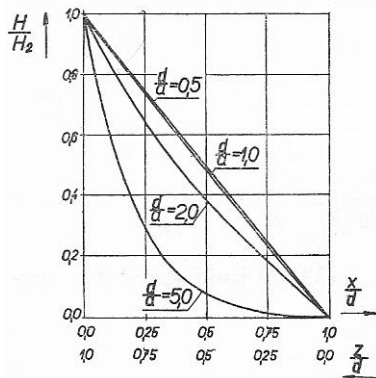
Při dopadu elektromagnetického vlnění na stěnu malé tloušťky dochází současně prostupu i odrazu vlnění od zadního rozhraní. Pokud budeme uvažovat tloušťku stěny d a vzdálenost bodu od zadního rozhraní z , kdy $z = (d - x)$. Dostaneme vzorec pro výpočet intenzity magnetického pole \mathbf{H} a intenzity elektrického pole \mathbf{E} .

$$H = H_2 \frac{\sinh pz}{\sinh pd} \quad (5.4.1)$$

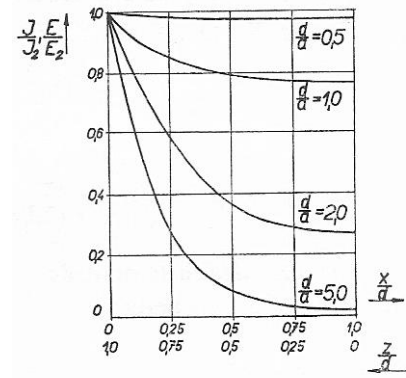
$$E = \frac{1}{\gamma} J = \frac{p}{\gamma} H_2 \frac{\cosh pz}{\sinh pd} \quad (5.4.2)$$

Pro místo z vytvoříme poměr intenzit

$$\frac{E}{H} = \frac{p \cosh pd}{\gamma \sinh pd} \quad (5.4.3)$$



Obr. 9 Diagram průběhu poměru H/H_2 ve stěně malé tloušťky [5]



Obr. 10 Diagram průběhů pro poměry E/E_2 a J/J_2 ve stěně malé tloušťky [5]

5.4.2 Rovinné vlnění ve stěně velké tloušťky

U rovinné stěny velké tloušťky dochází při průchodu elektromagnetického vlnění k útlumu. Na povrchu mají hodnoty intenzit elektrického a magnetického pole maximální hodnotu, ale s rostoucí hodnotou x se amplitudy intenzit exponenciálně zmenšují. Elektromagnetické vlnění se průchodem utlumuje a mění na tepelnou energii. Výrazy pro intenzitu E a H ve stěně velké tloušťky budou následující:

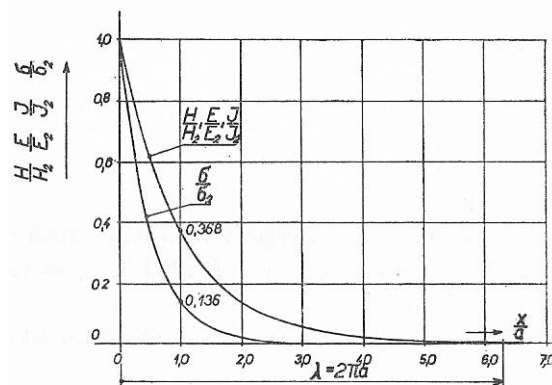
$$E = E_2 e^{-px} \quad (5.4.4)$$

$$H = H_2 e^{-px} \quad (5.4.5)$$

Z předchozích rovnic určíme proudovou hustotu J

$$J = \gamma E = p H_2 e^{-px} = J_2 e^{-(x/a)} e^{-j(x/a)} \quad (5.4.6)$$

Podílem absolutních hodnot H , E , J a hodnot na rozhraní H_2 , E_2 , J_2 dostaneme diagram, který má obecnou platnost pro každý materiál a kmitočet.



Obr. 11 Diagram poměrů H/H_2 , $E/E_2 = J/J_2$ ve stěně velké tloušťky [5]

5.5 Válcové vlnění

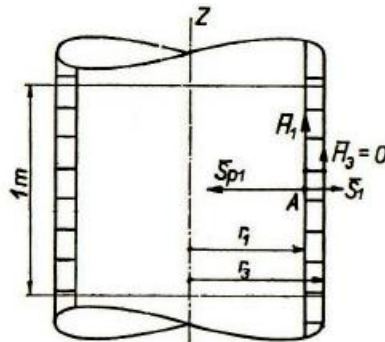
V praxi se setkáváme s mnoha prvky s válcovým tvarem, které indukčně ohříváme. Pro zjednodušení uvažujeme pouze jeden rozměr, obvykle poloměr r . Ve válcových tvarech zavádíme cylindrické souřadnice (r, φ, z) pro výpočet elektromagnetických veličin.

Veličiny ve vzdálenosti r od osy Z , budou mít ve všech bodech souosé válcové plochy stejné hodnoty E a H . Proud ve válcové cívce je dán počtem cívek N_{11} a proudem v závitěch I_1 . Celkový proud válcové cívky bude dán vztahem

$$I_{11} = N_{11} I_1 \quad (5.5.1)$$

Z obrázku vidíme, že proud I_{11} má stejný směr jako intenzita elektrického pole E_1 . Vektor intenzity magnetického pole H_1 má směr vzhůru. Poyntingův zářivý vektor S_1 směřuje kolmo od roviny určenou vektory E_1 a H_1 , který značí velikost ztrát v cívce a směřuje kolmo

do stěny cívky. Proud I_1 vybudí v dutině válcové cívky magnetický tok, který naindukuje v závitěch napětí E_i opačné orientace, než je intenzita elektrického pole E_1 .



Obr. 12: Vnitřní povrch cívky vyzařující válcové elektromagnetické vlnění [5]

Jestliže bude mít cívka nekonečnou délku, potom se bude magnetický tok vybuzený v dutině cívky šířit nekonečným prostorem vně cívky a intenzita magnetického pole H_3 bude nulová.

$$I_{11} = \oint_S \mathbf{H} \, ds = H_1 l - H_3 l = H_1 \quad (5.5.2)$$

5.5.1 Obecná rovnice válcového elektromagnetického vlnění

Tyto rovnice platí jak pro vodivé prostředí, tak pro nevodivé prostředí. Při odvozování budeme vycházet z obecných fázorových rovnic

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (5.5.3)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (5.5.4)$$

Jelikož při výpočtu elektromagnetického pole válcového používáme Laplaceův operátor, musíme to také převést do cylindrické soustavy.

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} \quad (5.5.5)$$

Jelikož je intenzita magnetického pole u válcového vlnění závislá pouze na poloměru r , tudíž se v souřadnicích φ a z nemění, jsou jejich derivace nulové. Úpravou rovnice poté dostaneme vztah:

$$\frac{d^2 H}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH}{dr} + k^2 H = 0 \quad (5.5.6)$$

Vztah pro intenzitu elektrického pole odvodíme s pomocí 1. Maxwellovy rovnice.

$$E = -\frac{1}{\gamma + j\omega\epsilon} \frac{\partial H}{\partial r} \quad (5.5.7)$$

5.6 Odvození vektorového potenciálu pro elektromagnetické pole

Odvození vektorového potenciálu A vychází z 1. a 2. Maxwellovy rovnice (rovnice 5.1.1 a 5.1.2). Úpravou těchto rovnic lze dospět ke vztahu pro intenzitu elektrického pole a proudovou hustotu.

$$E = -\text{grad}\varphi - \frac{\partial A}{\partial t} = E_v + E_i \quad (5.6.1)$$

$$J = J_v - \gamma \frac{\partial A}{\partial t} = J_v + J_i \quad (5.6.2)$$

Kde J je proudová hustota vnuceného proudu, odpovídající proudu v induktoru připojeného k napájecímu zdroji, J_i je proudová hustota výřivých proudů. Při omezení se pouze na kvazistacionární pole, dojde v 1. Maxwellově rovnici zanedbání posuvného proudu. Při splnění podmínky, kdy

$$J_{ef} \gg \epsilon\omega E \rightarrow \gamma \gg \epsilon\omega \quad (5.6.3)$$

Dostáváme:

$$\text{rot} \frac{1}{\mu} \text{rot} A = \gamma E_v - \gamma \frac{\partial A}{\partial t} \quad (5.6.4)$$

Jestli je $\mu = \text{konst.}$, výsledná rovnice pro vektorový potenciál A bude ve tvaru:

$$\nabla A = \gamma\mu \frac{\partial A}{\partial t} - \mu J_v \quad (5.6.5)$$

6 Nanočástice

Jedná se o koloidní částice, jejichž rozměr je 1 – 1000 nm. Předpona nano je zkratka pro jednu miliardtinu. Slovo pochází z řeckého „nanos“, které doslova znamená „trpasličí“. Nanočástice mohou být částice kovů, anorganických sloučenin, uhlíku. [14]

První použití nanočástic spadá do 4. století n. l. Z této doby se dochoval pohár obsahující nanočástice stříbra a zlata. Mezi první vědce, kteří narazili na pojem nanočástice, patřil Jan Ingenhous, který pozoroval částice prachu na hladině alkoholu ve své skleničce. Dalším vědcem byl Robert Brown, který pozoroval ve vakuolách pylu pohyb částic. Teprve až v posledních desetiletí byly vyrobeny mikroskopy, které jsou schopné rozlišit tak malé částice.

6.1 Nanotechnologie

„Nanotechnologie je studiem jevů a zdokonalováním materiálů na atomické, molekulární a makromolekulární úrovni, na níž se vlastnosti podstatně liší od těch, které jsou zaznamenávány na běžné úrovni. Produkty založené na nanotechnologii se již v současnosti používají a analytici během této dekády očekávají nárůst obchodů v řádu stovek miliard eur.“ [14]

Mezi 19. a 20. stoletím je zaznamenán velký rozmach ve fyzice, chemii, optice a technice. Termín nanotechnologie se poprvé objevil až v roce 1974, kdy japonský fyzik Taniguchi takto označil novou měřicí metodu. Tato metoda umožnila vyrobit součástky strojů s přesností na nanometry. Zásadní zlom v oblasti nanotechnologie nastává až s objevem Skenovacího tunelovacího mikroskopu a Mikroskopu atomových sil v 80. letech 20. století. Od této doby se nanotechnologie exponenciálně rozrůstá. Neustále dochází k novým objevům využití nanočástic v praxi, k novým patentům a publikacím.

Nanotechnologie se zabývá využitím částic o rozměru 1 – 100 nm, studiem možností manipulace s hmotou tvořenou z těchto částic. Díky nanočásticím a nanomateriálům se otevírají nové možnosti v oboru elektrotechniky, zdravotnictví atd.[7]

6.1.1 Aplikace nanotechnologie

S nanotechnologií se setkávám v mnoha vědních oborech. Díky nanočásticím se ve zdravotnictví vědci zabývají přenosem léků přímo k postiženým buňkám. Tato metoda by se v budoucnu měla hlavně aplikovat při chemoterapii, kdy dochází k poškození i zdravých buněk pacienta.

Dalším oborem zajímavým se o nanotechnologii je elektronika. V této oblasti se vědci zabývají tím, jak u elektronických součástek zvýšit výkon, ale zároveň snížit jejich spotřebu energie a hmotnost.

U solárních článků se nanotechnologie využívá již dnes. Výroba těchto článků vyjde podstatně levněji než u ostatních solárních článků. U baterií zatím vývoj v oblasti nanotechnologie probíhá. Vědci vyvíjí baterie, které by i po několika desítkách let měly stejné parametry jako nové baterie, nebo by je bylo možné najít mnohem rychleji než u současných baterií.

Nanotechnologie se zabývá i palivem v budoucnu, jelikož Země má nedostatek fosilních paliv jako je nafta a benzín. Výroba těchto paliv je efektivnější a díky těmto palivům můžeme prodloužit i životnost motorů.

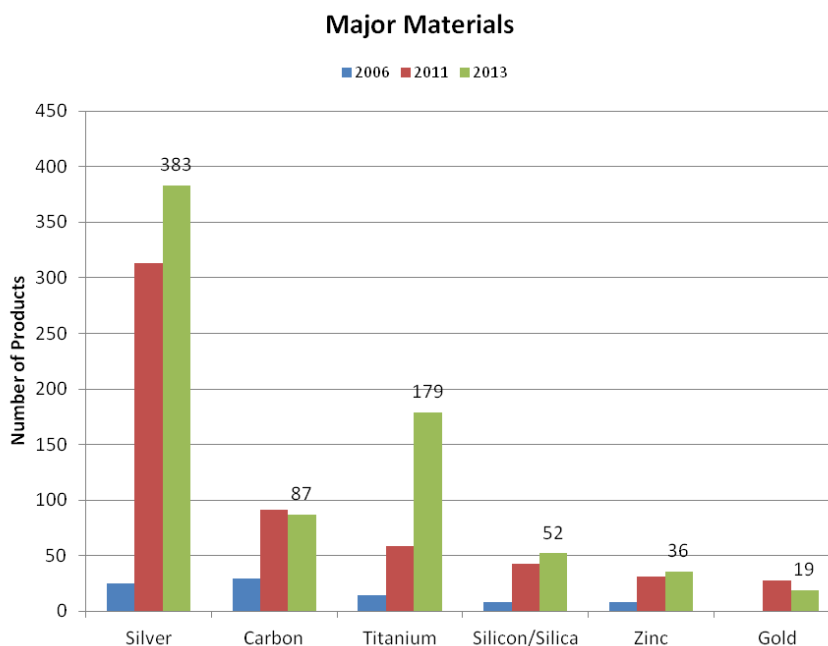
V potravinářském průmyslu najdeme hned několik možností k využití nanotechnologie, od pěstování surovin, po výrobu potravin až k jejich balení. Společnosti díky nanomateriálům jsou schopné vylepšit chuť, bezpečnost jídla i jeho přínos pro zdraví člověka.

K využití nanotechnologie dochází hlavně u oděvního průmyslu, kde nanovlákna přispívají ke zlepšení rozměrových i mechanických vlastností materiálů. V oblasti sportu jsou nanočástice použity pro výrobu tenisových míčků, tenisových raket a golfových holí.

V neposlední řadě může být nanotechnologie použita k zlepšení kvality vzduchu a vody. U které se používají k transformaci zplodin unikajících z továren a aut na zdravotně nezávadné plyny. Díky nanotechnologii může dojít ke zvýšení velikosti katalyzátorů a tím i ke zvýšení jejich výkonu. V budoucnu by se nanotechnologie dala využít i pro čištění podzemních vod od chemikálií a odpadních látek. Při použití nanočástic by se zdraví škodlivé látky přeměnili na zdravotně nezávadné. Tato technologie by byla i méně nákladná než je tomu dnes, kdy dochází k chemickému čištění vody.[7]

6.2 Nanomateriály

V současné době používáme nanomateriály jak k laboratorním a experimentálním účelům, tak pro komerční účely. Nejčastější formou využití nanočástic je nanoprášek. Pro komerční účely nejvíce používanými prvky jsou stříbro, uhlík, titan, křemík, zinek a zlato, což můžeme vidět na grafu 1. Tyto prvky běžně používáme v kosmetických přípravcích, jako jsou krémy, pleťové vody, dekorativní kosmetika. Výrobci skla použili nanočástice TiO_2 pro zatmavení a odrazení slunečních paprsků autoskel.



Graf 1 Přehled nejpoužívanějších materiálů v oblasti nanotechnologie[6]

Nejvýznamnějšími nanomateriály současnosti jsou kovové nanomateriály, druhou nejčastěji používanou skupinou materiálů jsou uhlíkové nanomateriály např. nanodiamanty a třetí nejvíce využívanou skupinou jsou keramické nanomateriály tvořené různými oxidy.

6.2.1 Kovové nanomateriály

První kovové nanočástice zlata, mědi nebo kobaltu se objevují již ve středověku, kdy je lidé přidávali do skla k dosažení různého zbarvení. Kovové nanomateriály nacházejí široké možnosti uplatnění díky svým mechanickým vlastnostem jako je pevnost a super elasticita. V současné době, ale vývoj těchto materiálů je pouze v laboratorních podmínkách. Větší

uplatnění, ale nacházíme u kapalin s kovovými nanočásticemi nebo u keramických nanomateriálů.

Nejvíce aplikovaným prvkem je stříbro. Využívá se nejenom pro své elektromagnetické vlastnosti, ale i pro katalytické účinky v bioaplikacích. Příprava částic stříbra je jednoduchá a sahá již k vytvoření první černobílé fotografie. Nanočástice Ag jednoduše připravíme reakcí stříbrných solí s citrany, borohydráty apod. Hlavním důvodem tak velkého rozšíření využití nanočástic Ag je jeho antibakteriální vlastností. Z tohoto důvodu našlo AG největší využití u oblečení, spodního prádla a ponožek. Další uplatnění stříbra je při povrchové úpravě plastů, filtrů nebo výměníků lednic, myček, mobilních telefonů.

Historicky nejstarším použitím nanočástic se setkáváme u nanočástic zlaty. Tyto částice byly příčinou červeného zabarvení skleněných výrobků již ve starověku. Nanočástice Au se využívají i jako léčivo při Alzheimerově nemoci a revmatické artritidě. V elektrotechnice se Au využívá k tisknutí elektrických obvodů a kontaktů.

Třetím kovovým prvkem je platina. Tyto nanočástice vykazují vynikající katalytické a elektrické vlastnosti. Z tohoto důvodu se využívá pro výrobu endoprotéz, kardiostimulátorů. Jejich vdechnutí může způsobit vážné zdravotní problémy, může dojít až k zánětu plic.

6.2.2 Uhlíkové nanomateriály

Jednou z nejperspektivnějších nanomateriálů je skupina uhlíkatých nanomateriálů. Uhlík jako prvek je obsažen ve všech organických látkách v mnoho rozměrech (od makro po nano). V přírodě se vyskytuje v krystalické formě grafitu, materiálem s nejmenším elektrickým odporem a diamantem, nejtvrdším materiálem na Zemi s nejvyšší tepelnou vodivostí a výborným elektrickým izolantem.

Nanodiamanty jsou především využívány pro svou tvrdost, odolnost proti oděru a nízkému součiniteli třetí i za vysokých teplot kolem 600°C. Z tohoto důvodu se využívají jako plniva pneumatik, automobilových laků a u povrchů u řezných nástrojů. V kapalinách se nanodiamanty využívají jako lubrikanty v motorových olejích. V elektronice se využívají díky jejich vysoké hodnotě součinitele měrného elektrického odporu, kdy i přes nanotloušťku nanosené vrstvy má dobré izolační schopnosti.

6.2.3 Nanomateriály anorganických sloučenin

Další skupinou jsou anorganické sloučeniny oxidů, karbidů a nitridů. Stejně jako v předchozích případech se u těchto materiálů využívají jejich elektrické, magnetické a katalytické vlastnosti. Na rozdíl od kovových nanočástic anorganické sloučeniny vykazují chemickou stabilitu.

Nanomateriály TiO₂ se používají především jako povlaky u tělních implantátů, u kterých vykazují biokompatibilní vlastnosti. Tudíž na těchto implantátech snáze roste nová tkáň. Další aplikace TiO₂ nacházíme polovodičových nebo optických prvků.[7]

6.3 Požadavky na indukční ohřev nanočástic

Pro dosažení nejvyšší efektivity ohřevu, je důležité, aby všechny ztráty vznikaly ve vsázce. Z tohoto vyplývá, optimální tloušťka stěny je taková tloušťka, ve které se ztráty utlumí na nulu. Tudíž optimální tloušťka bude 2,5 – 3 násobek hloubky vniku, který je dán vztahem:

$$a = \sqrt{\frac{2}{\omega\gamma\mu}} \quad (6.3.1)$$

Z čehož vyplývá, že optimální tloušťka nepřímo závisí na frekvenci ohřevu a materiálových parametrech daných nanočástic.

Materiál	Konduktivita [S.m ⁻¹]
Ag	6,3.10 ⁷
Au	4,5.10 ⁷
C	1.10 ⁵
Ti	2,6.10 ⁶
Zn	1,69.10 ⁷
Si	4.10 ²

Tabulka 1 Elektrická vodivost jednotlivých materiálů používaných v nanotechnologii [17]

7 Matematické model ohřevu nanočástic

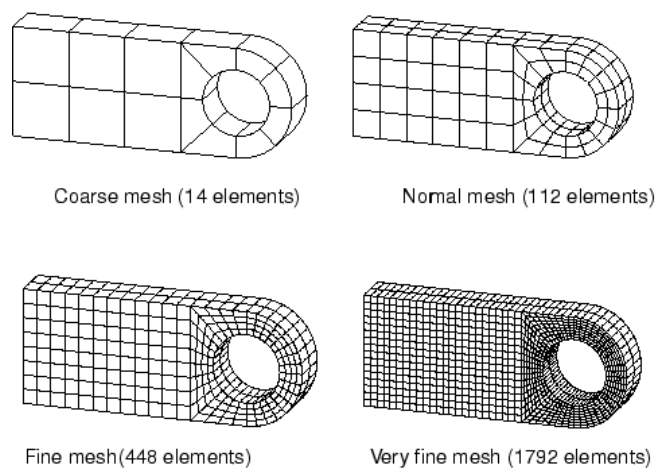
7.1 Obecný matematický model

Tato část diplomové práce zahrnuje návrh a výpočet matematického modelu indukčního ohřevu nanočástic. Model je vytvořen v programu ANSYS, což je celosvětově využívaný software pro výpočet fyzikálních analýz.

Prvním krokem k vytvoření modelu je ujasnění si o jaký problém se jedná. Zda model bude stacionární, nestacionární, tranzientní nebo kvazistacionární, zda vlastnosti materiálu budou lineární nebo teplotně závislé atd.

Druhým krokem je vytvoření samotné geometrie modelu, rozdělení na jednotlivé elementy a navolení materiálových parametrů. Při tvorbě těžších modelů např. ve 2D nebo 3D je dobré model co nejvíce zjednodušit. Zjednodušení se může provést např. pomocí symetrie modelu, kdy pro výpočet se uvažuje pouze část.

Čtvrtý krok je pro tvorbu modelu nejdůležitější. Dochází zde k vytvoření tzv. meshe. Model rozdělíme podle teoretických předpokladů na jednotlivé elementy podle tepelných ztrát apod.



Obr 13 Příklad rozdělení modelu na různý počet elementů [16]

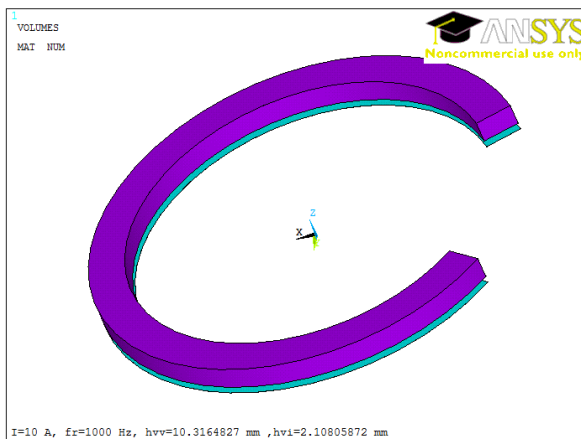
Předposlední částí k vytvoření matematického modelu je samotný výpočet. Zde dochází k řešení zadané úlohy. Poslední částí je post-processing. V této části se vyhodnocuje řešení úlohy a dochází k vykreslení námi požadovaných hodnot.

7.2 Model indukčního ohřevu nanočástic

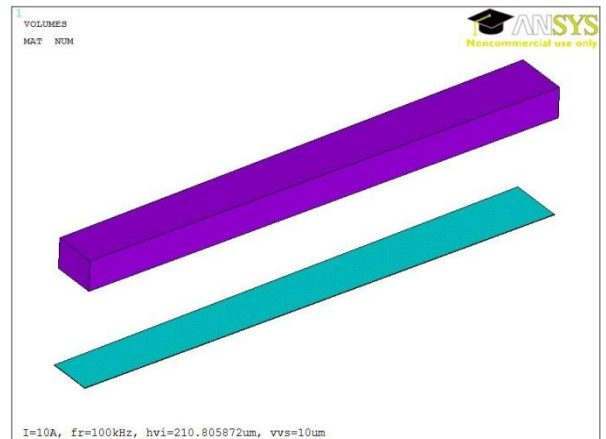
V praktické části této práce byl řešen problém indukčního ohřevu nanočástic v závislosti na změně frekvence ohřevu a velikosti nanočástic. Ohříváním materiálem byl titan s konduktivitou $\gamma = 2,38 \cdot 10^6$ S/m. Problém byl řešen pomocí matematického modelu v softwaru ANSYS.

7.2.1 Vytvoření geometrie a nadefinování materiálových parametrů

První model indukčního ohřevu byl řešen pomocí podélného magnetického pole. Vsázka byla stejného tvaru jako induktor a byla umístěna pod ním. Induktor prstencového tvaru byl napájen harmonickým proudem s měnící se frekvencí. Průtokem proudu vznikne magnetické pole, které ve vsázce naindukuje proudy s opačným směrem než je v induktoru. Vlivem Jouleových ztrát se vsázka začne ohřívat. Pro zjednodušení výpočtů byla uvažována pouze výseč s velikostí vrcholového úhlu 1° .

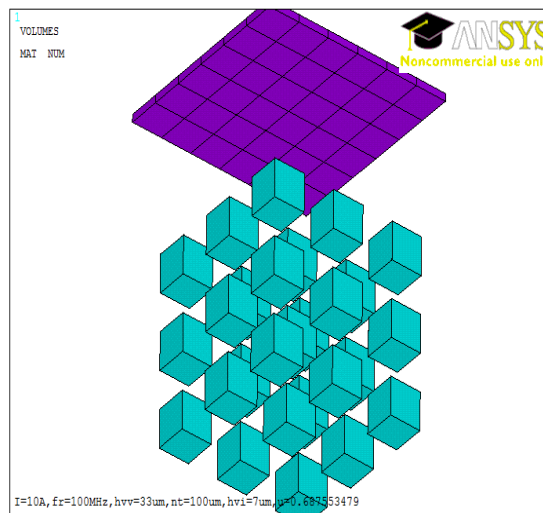


Obr. 14 Model induktoru a vsázky, kde fialová značí induktor a modrá vsázku



Obr. 15 Výseč modelu induktoru a vsázky

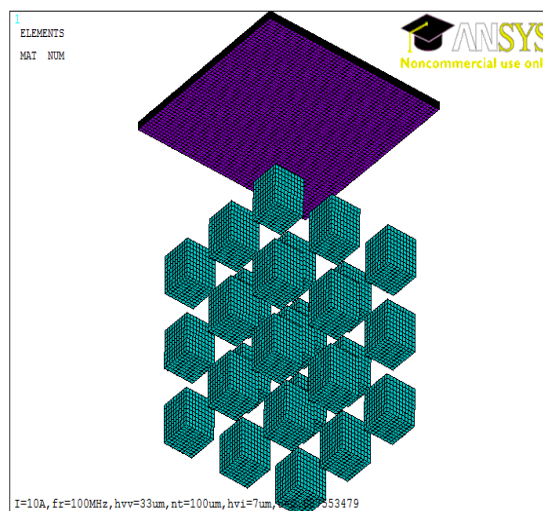
Ve druhém modelu byla vsázka rozdělena na 27 krychliček. Jednotlivé krychličky od sebe byly odděleny vzduchovou mezerou. Ohříváním materiálem zůstal titan



Obr. 16 Geometrie modelu, fialová barva značí induktor, modrá barva značí vsázku

7.2.2 Vytvoření elementů

Pro vytvoření sítě elementů bylo nutné si uvědomit, zda budeme uvažovat skin effect nebo ne. Důležité pro výběr vhodného element typu bylo, aby u modelu došlo ke zjemnění sítě na hranách jednotlivých částí a materiálů.



Obr. 17 Sít' elementů ve vsázce a induktoru

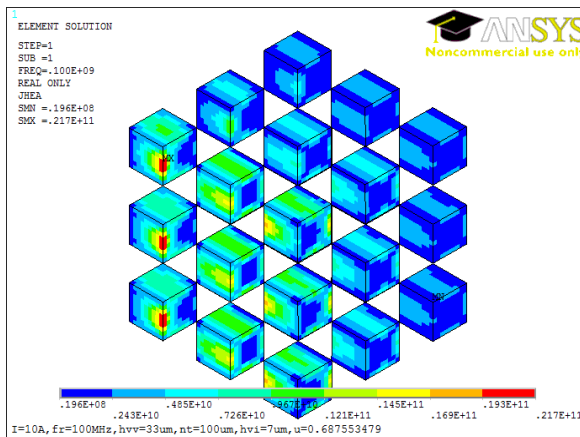
7.2.3 Nastavení materiálových parametrů

Dalším zjednodušením bylo nastavení materiálových parametrů použitých materiálů, kdy bylo uvažováno pouze s materiály vsázky a induktoru. Jako okolní prostředí byl brán vzduch. Toto zjednodušení jsme si mohli dovolit, jelikož ztráty vznikají pouze ve vsázce a induktoru.

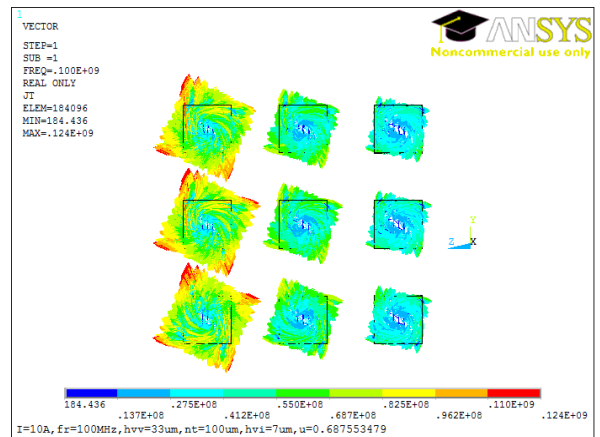
Materiálem pro vsázku byl titan s elektrickou vodivostí $\gamma = 2,38 \cdot 10^6$ S/m a relativní permeabilitou $\mu_r = 1$ a pro induktor byla vybrána měď s elektrickou vodivostí $\gamma = 57 \cdot 10^6$ S/m a relativní permeabilitou $\mu_r = 1$.

8 Výsledky matematického modelu indukčního ohřevu nanočástic

Tato část práce se zabývá výpočtem a znázorněním Jouleových ztrát v induktoru a vsázce v závislosti na změně frekvence a velikosti nanočástic. Z praktického hlediska je důležité, aby ztráty vnikaly pouze ve vsázce, jelikož se přeměňují na teplo a tím dochází k ohřevu.



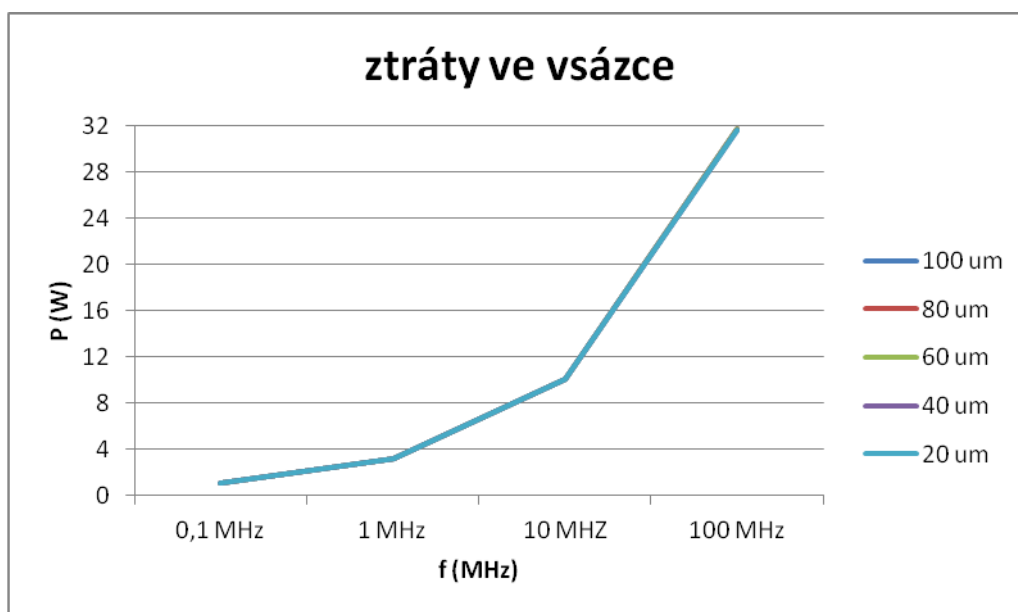
Obr. 18 Rozložení Jouleových ztrát



Obr. 19 Rozložení proudové hustoty v boční stěně

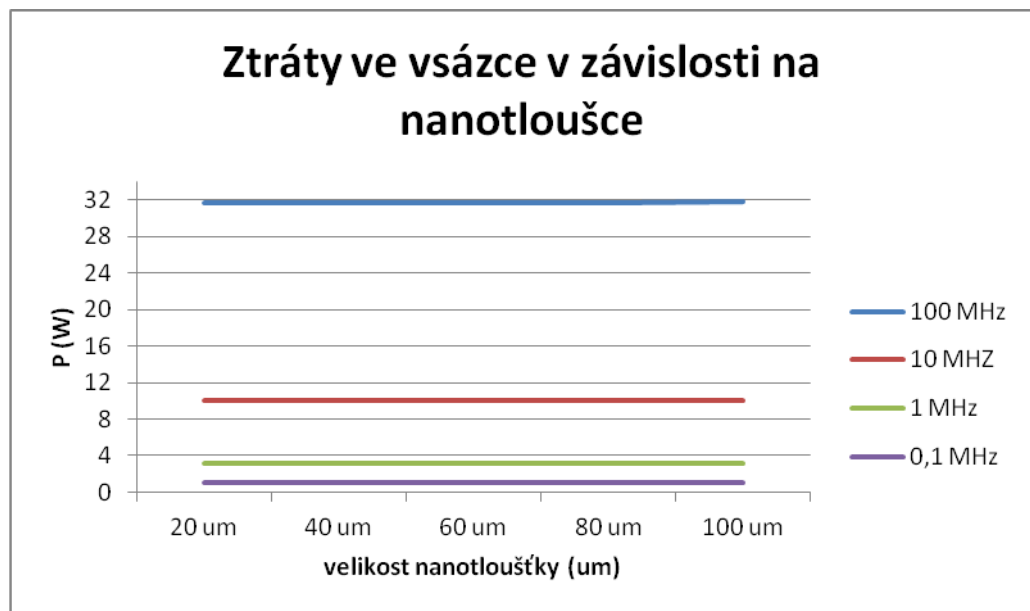
8.1 Ztráty ve vsázce

Druhá část modelu, vsázky, byla tvořena titanem. Jelikož vsázka byla tvořena elektricky vodivým materiálem, docházelo k ohřevu přímo vsázky.



Graf 4 Průběh ztrát ve vsázce v závislosti na změně frekvence

Z grafu je patrné, že ztráty, které při ohřevu vznikají, nezávisí na velikosti nanočástic. Pro měřené naotloušťky jsou výsledné křivky ztrát ve vsázce totožné.

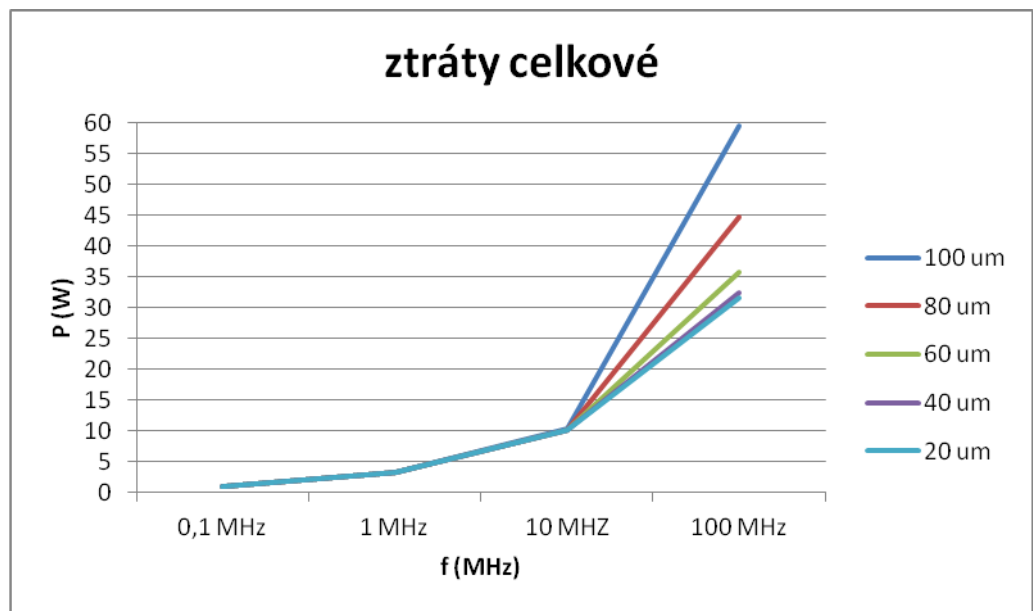


Graf 5 Průběh ztrát ve vsázce v závislosti na změně nanotloušťky

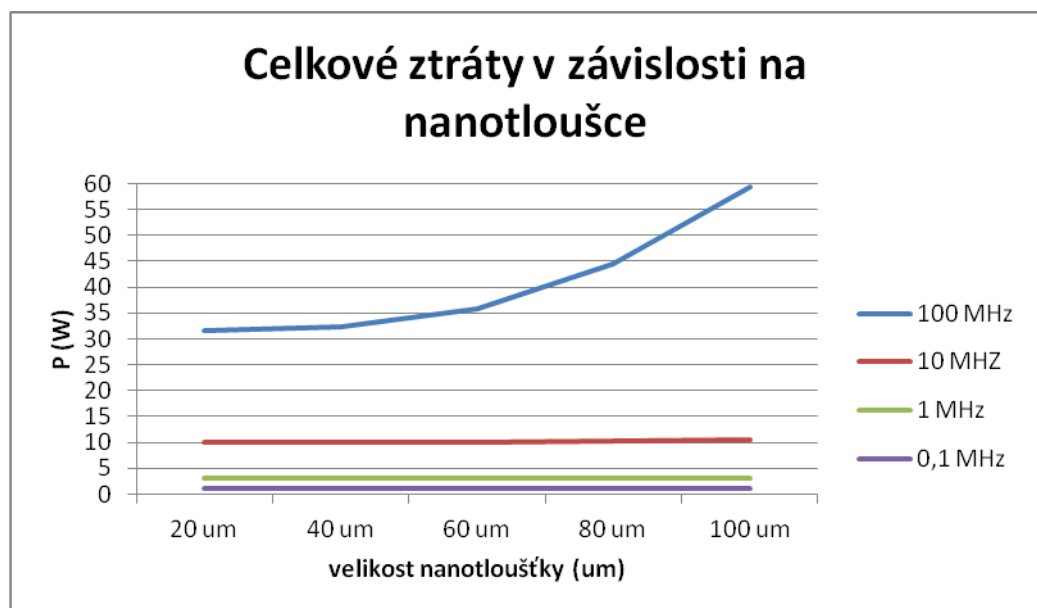
Nezávislost ztrát ve vsázce je patrné i z grafu 5. Pro určitou frekvenci se velikost ztrát nemění.

8.2 Ztráty celkové

Celkové ztráty modelu byly tvořeny ztrátami ve vsázce a v induktoru. Z následujícího grafu je zřejmé, že celkové ztráty jsou dány velikostí nanočástic. Čím byla nanotloušťka větší, tím rychleji stoupaly ztráty. Pokud by bylo měřeno více hodnot frekvencí, zvláště mezi hodnotami 10 – 100 MHz, došlo by k plynulejšímu nárůstu ztrát.



Graf 6 Průběh celkových ztrát v závislosti na frekvenci

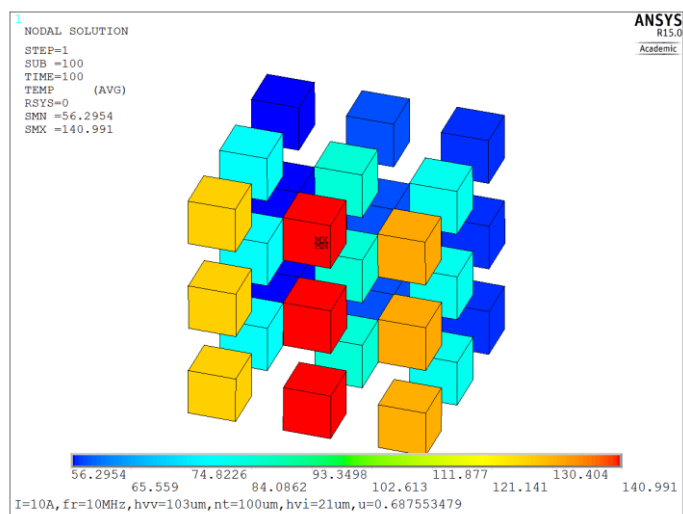


Graf 7 Průběh ztrát v závislosti na nanotloušťky

Pro průběh ztrát v modelu byla zásadní frekvence 100 MHz, kde došlo k exponenciálnímu nárůstu ztrát. U nižších frekvencí nebyla pozorována žádná velká změna, celkové ztráty byly téměř konstantní.

8.3 Teplotní pole

Dalším způsobem zobrazením indukčního ohřevu tohoto modelu, je zobrazení teplotního pole. Doba ohřevu byla 100 s, pro frekvenci 10 MHz, proud 10 A a velikosti nanotloušťky 100 μm . Ohřev v jednotlivých částech modelu odpovídá Jouleovým ztrátám. K největšímu ohřevu došlo u krychliček uprostřed strany, která byla nejbližší k induktoru. Během 100 s došlo k ohřátí vsázky téměř o 120 $^{\circ}\text{C}$. Nejméně se ohřáli krychličky nejvzdálenější od induktoru.



Obr. 20 Rozložení teplotního pole po 100s

9 Závěr

Tato diplomová práce je rozdělena do dvou částí na teoretickou a praktickou. První třetina teoretické části je zaměřena na problematiku šíření tepla vedením, prouděním a sáláním. Druhá třetina se zabývá teorií indukčního ohřevu a elektromagnetickým vlněním. Poslední třetina se věnuje nanotechnologii a nanočásticím, jejich užitím a složením. V praktické části byla stručně popsána tvorba a princip modelu.

Při indukčním ohřevu nanočástic pro nanotloušťku od 20 μm do 100 μm pro frekvence v rozmezí 100 kHz – 100 MHz téměř všechny ztráty vznikají ve vsázce. Získané hodnoty nám ukazují závislost ztrát na nanotloušce, kdy k většímu nárůstu ztrát dochází až u frekvence 100 MHz. Při indukčním ohřevu nanočásticových vrstev musíme především uvažovat o druhu materiálu nanočástic.

V posledních letech jedním z nejvíce skloňovaných pojmů je nanotechnologie. Tato vědní disciplína nachází uplatnění v mnoha oborech, od elektroniky po lékařství až k ochraně životního prostředí. S nanočásticemi se setkáváme běžně v přírodě. Ačkoliv lidem nanotechnologie přináší mnoho výhod, přináší ale také i riziko ve formě zneužití. Z tohoto důvodu je nutné, aby rozvoj nanotechnologie byl uvážlivý, ale i přesto společností vnímaný jako prospěšný a přirozený.

Pojem nanotechnologie v budoucnu ještě často uslyšíme.

10 Seznam použité literatury a informačních zdrojů

10.1 Literatura

- [1] PŘÍHODA, Miroslav a RÉDR, Miroslav. Sdílení tepla a proudění. 1. vyd. Ostrava: Vysoká škola báňská - Technická univerzita Ostrava, 1998. 177 s. ISBN 80-7078-549-7.
- [2] ŠORIN, S. N. Sdílení tepla. 1. vyd. Praha: SNTL, 1968. 398 s.
- [3] SAZIMA, Miroslav. Sdílení tepla. 2. vyd, dotisk. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1980. 214 s.
- [4] RADA, Josef. Elektrotepelná technika. 1. vyd. Praha: SNTL, 1985. 344 s.
- [5] LANGER, Emil. Teorie indukčního a dielektrického tepla. Praha: Academia, 1979. 319 s.
- [6] LANGER, Emil a KOŽENÝ, Jiří. Elektrotepelná zařízení indukční: základy teorie, výpočty a konstrukce. 1. vyd. Plzeň: VŠSE, 1982. skripta 185 s.
- [7] HOŠEK, Jan. Úvod do nanotechnologie. 1. vyd. Praha: Česká technika - nakladatelství ČVUT, 2010. 170 s. ISBN 978-80-01-04555-8.
- [8] FIALA, Jaroslav a KRAUS, Ivo. Povrchy a rozhraní. Vyd. 1. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2009. 299 s. Vysokoškolská učebnice. ISBN 978-80-01-04248-9.
- [9] WHANG, Sung-Hyun, ed. Nanostructured metals and alloys: processing, microstructure, mechanical properties and applications. Oxford: Woodhead Publishing, 2011. xxxv, 803 s. Woodhead publishing in materials. ISBN 978-1-84569-670-2.
- [10] BRANDON, David a KAPLAN, Waine D. Microstructural characterization of materials. 2nd ed. Chichester: John Wiley & Sons, ©2008. xiv, 536 s. ISBN 978-0-470-02785-1.
- [11] RUDNEV, Valery et al. Handbook of induction heating. New York: Marcel Dekker, ©2003. xi, 777 s. Manufacturing engineering and materials processing; 61. ISBN 0-8247-0848-2.

10.2 Internetové zdroje

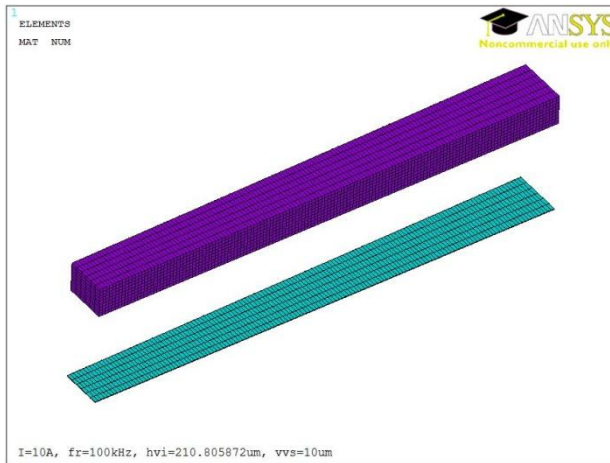
- [12] Snellův zákon. [online]. [cit. 2015-04-02]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/0211.htm>
- [13] Planckův vyzařovací zákon. [online]. [cit. 2015-04-02]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/0202.htm>
- [14] Wienův posunovací zákon. [online]. [cit. 2015-04-02]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/0203.htm>
- [15] Index lomu. [online]. [cit. 2015-04-04]. Dostupné z: <http://akademon.cz/source/obr/n250405.jpg>
- [16] ANSYS mesh. [online]. [cit. 2015-04-20]. Dostupné z: http://www.maths.cam.ac.uk/computing/software/abaqus_docs/docs/v6.12/books/gsk/default.htm?startat=ch04s04.html
- [14] Nanočástice a nanotechnologie. [online]. [cit. 2015-04-20]. Dostupné z: <http://www.nanocastice.cz/>
- [15] Nanotechnologie. [online]. [cit. 2015-04-22]. Dostupné z: <http://exfyz.upol.cz/didaktika/oprlz/nanotechnologie.pdf>
- [16] Nanomateriály. [online]. [cit. 2015-05-02]. Dostupné z: <http://www.nanotechproject.org/cpi/about/analysis/>
- [17] Prvky. [online]. [cit. 2015-05-04]. Dostupné z: <http://www.prvky.com/periodicka-tabulka.html>

10.3 Odborné práce

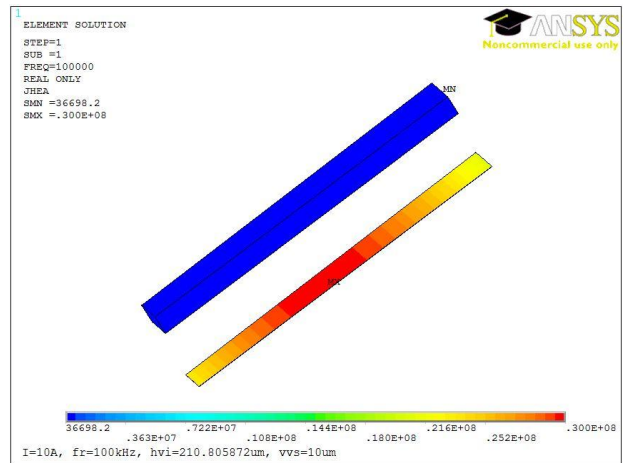
- [18] RÜTHER, T. Vitřifikace s využitím technologie indukčního ohřevu. Plzeň, 2012. Diplomová práce (Ing.). Západočeská univerzita v Plzni, Fakulta elektrotechnická. Vedoucí práce David Rot.

11 Přílohy

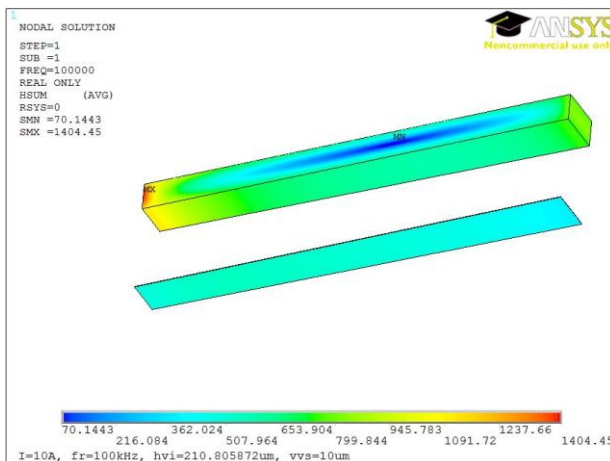
11.1 Příloha 1 – Výsledky pro model 1



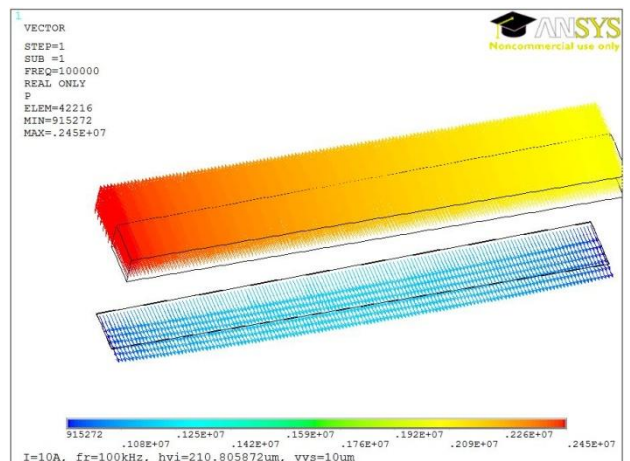
Obr. 21 Síť elementů v induktoru a vsázce



Obr. 22 Rozložení Jouleových ztrát

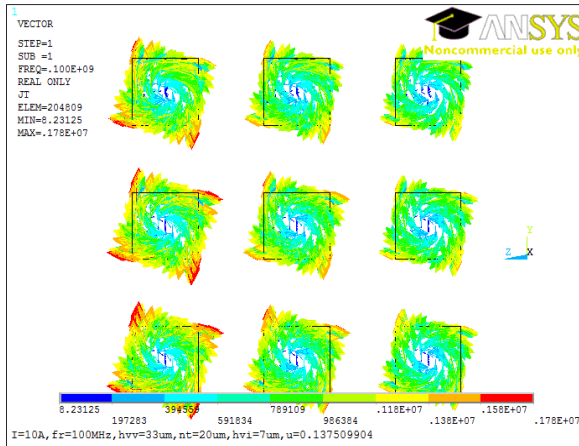


Obr. 23 Rozložení intenzity magnetického pole

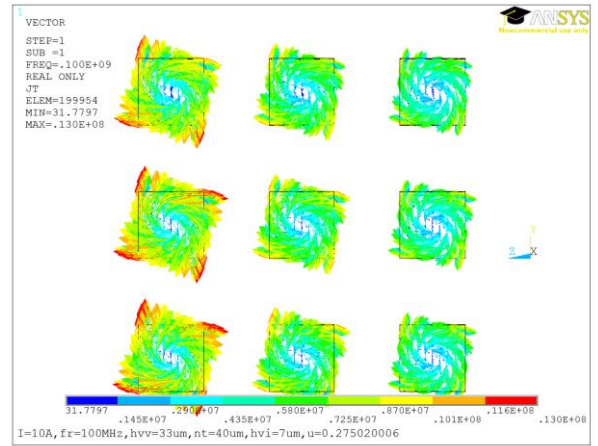


Obr. 24 Vektorové zobrazení Poyntingova vektoru

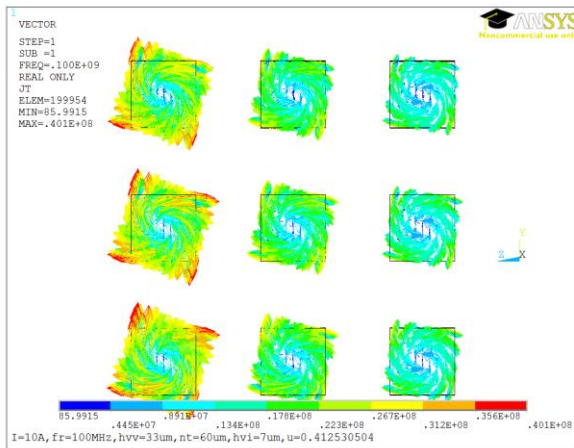
11.2 Příloha 2 – Rozložení proudové hustoty pro frekvenci $f = 100\text{MHz}$



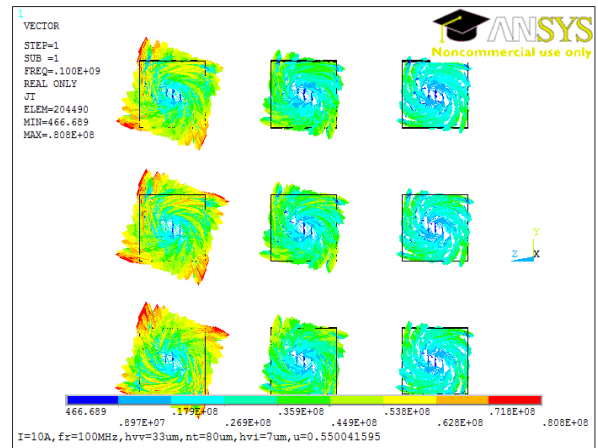
Obr. 25 Pro nanotloušťku 20um



Obr. 26 Pro nanotloušťku 40um

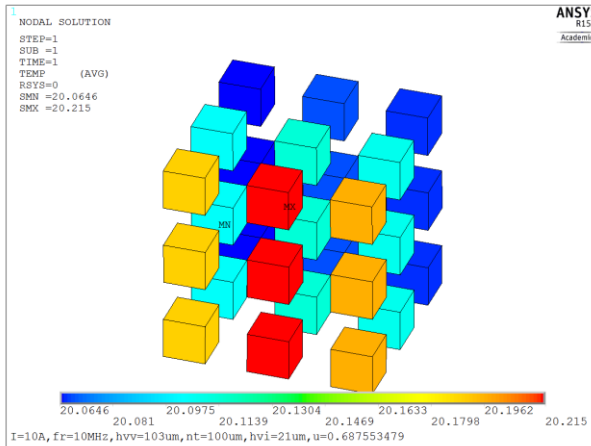


Obr. 27 Pro nanotloušťku 60um

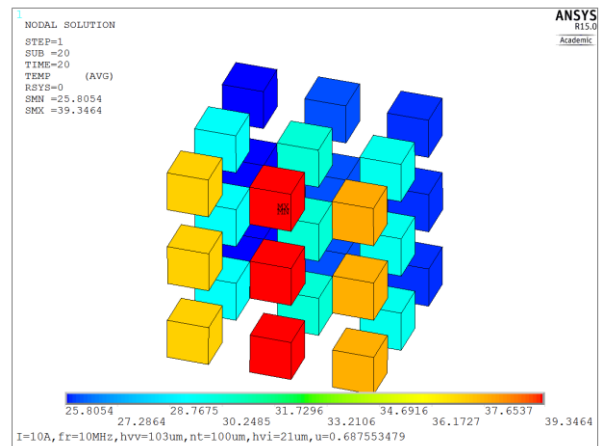


Obr. 28 Pro nanotloušťku 80um

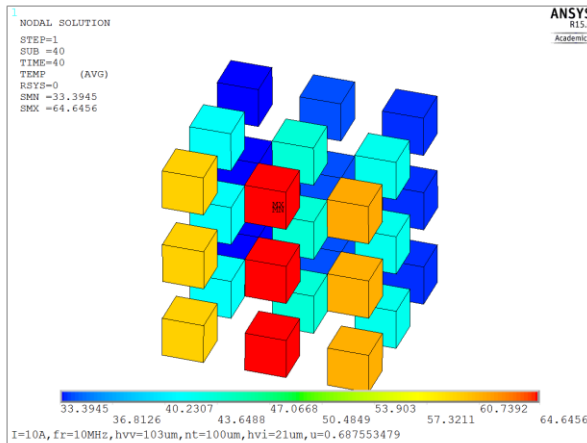
11.3 Příloha 3 – Ohřev nanočástic



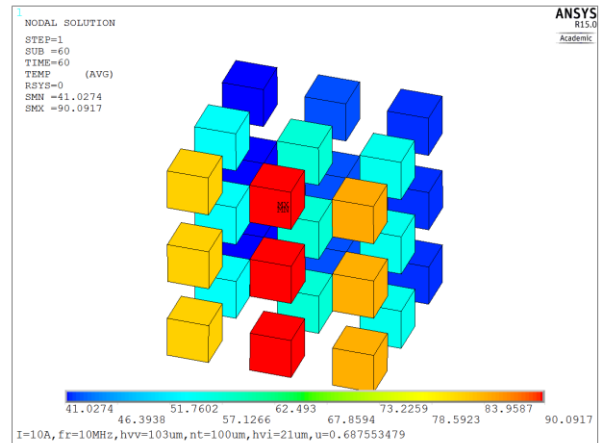
Obr. 29 Ohřev po dobu 1s



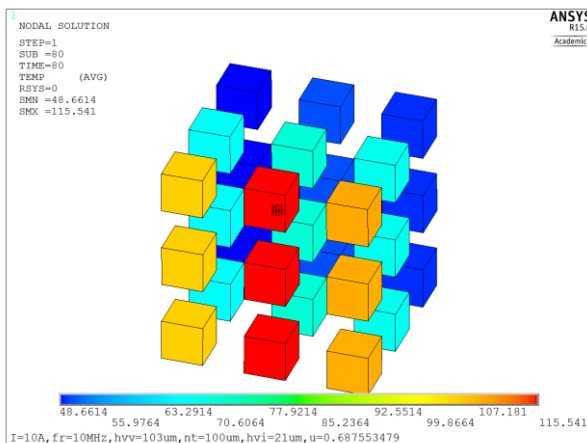
Obr. 30 Ohřev po dobu 20s



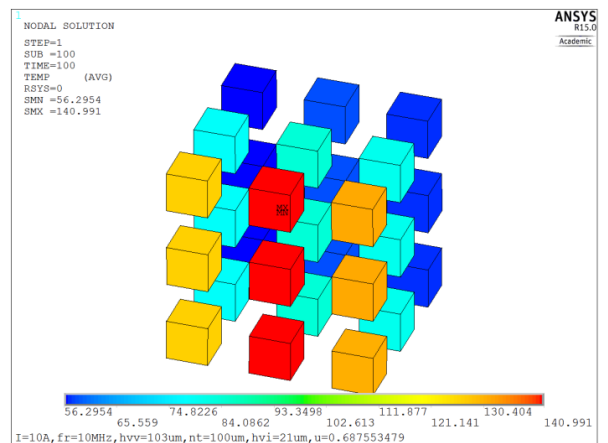
Obr. 31 Ohřev po dobu 40s



Obr. 32 Ohřev po dobu 60s



Obr. 33 Ohřev po dobu 80s



Obr. 34 Ohřev po dobu 100s