

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

**Fakulta Elektrotechnická
Katedra Energetiky**

Závislost oteplení přechodového odporu na velikosti protékajícího proudu

Current Dependence of Temperature Rise of Contact Resistance

bakalářská práce

Studijní program: Elektrotechnika, energetika a management

Studijní obor: Aplikovaná elektrotechnika

Vedoucí práce: Ing. Jan Sova

Daniel Havlík

Praha 2015

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta elektrotechnická

katedra elektroenergetiky

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: **Daniel Havlík**

Studijní program: Elektrotechnika, energetika a management

Obor: Aplikovaná elektrotechnika

Název tématu: **Závislost oteplení přechodového odporu na velikosti protékajícího proudu**

Pokyny pro vypracování:

- 1) Nastudujte problematiku bezdotykového měření teploty, teorii termografického měření a funkce infračervených termografických kamer.
- 2) Seznamte se se současnou teorií pro výpočet oteplení vodičů v závislosti na procházejícím proudu. Diskutujte jednotlivé vztahy.
- 3) Navrhněte a proveďte experimenty pro ověření jednotlivých vztahů a případně identifikaci jednotlivých parametrů.
- 4) Navrhněte způsoby korekce proudem ovlivněných měření využitelných pro praxi.

Seznam odborné literatury:

- [1] N. A. Michejev: Základy sdílení tepla, Státní technické nakladatelství, Praha 1952
- [2] M. Sazima a kol. : Sdílení tepla, SNTL 1993
- [3] J.P. Holman: Heat Transfer McGraw-Hill, 1963
- [4] John H. Leinhard IV, John H. Leinhard V: A Heat Transfer Textbook, Phlogiston Press, Cambridge, Massachusetts, Third Edition
- [5] ČSN ISO 18434-1, Monitorování stavu a diagnostika strojů - Termografie - Části 1: Všeobecné postupy

Vedoucí: Ing. Jan Sova

Platnost zadání: do konce letního semestru 2015/2016

L.S.

Ing. Jan Švec Ph.D.
vedoucí katedry

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.
děkan

V Praze dne 1. 4. 2015

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne _____

_____ podpis

Poděkování

Děkuji vedoucímu této bakalářské práce panu Ing. Janu Sovovi za jeho pomoc a podporu při práci na tomto projektu, svému spolužákovi Tomášovi Tichému za jeho účast a podporu při měřeních, Katedře elektroenergetiky za zajištění prostor pro měření, firmě Voltcom s.r.o. za zapůjčení techniky a materiálů pro měření a firmě Workswell s.r.o. za zapůjčení měřicí techniky a poskytnutí studijních materiálů k danému tématu.

Abstrakt

Cílem této práce je zdokonalení termografických měření, používaných v praxi k ověřování technického stavu elektrických instalací, konkrétně šroubových spojů.

Abstract

The goal of this thesis is an improvement of thermographic measurements which are in practice used to verify the technical conditions of an electrical system, specifically of screw connections.

Obsah

1 TERMOGRAFIE	1
1.1 DEFINICE	1
1.2 BEZDOTYKOVÉ MĚŘENÍ TEPLOT	1
1.2.1 Sálání těles	1
1.2.2 Černé těleso.....	1
1.2.3 Kirchhoffův zákon termální radiace	2
1.2.4 Planckův vyzařovací zákon	3
1.2.5 Stefan-Boltzmannův zákon	4
1.2.6 Wienův posunovací zákon.....	4
1.2.7 Výhody a nevýhody bezdotykového měření teplot	5
1.2.8 Rovnice termografie.....	6
1.3 TERMOGRAFICKÁ MĚŘENÍ	7
1.3.1 Princip	7
1.3.2 Oteplení.....	7
1.3.3 Termografické kontroly.....	8
1.4 PRINCIP FUNKCE TERMOKAMER.....	9
1.4.1 Konstrukce termokamery.....	9
1.4.2 Princip funkce.....	9
1.4.3 Typy detektorů	10
2 OTEPLENÍ VODIČŮ VLIVEM PROCHÁZEJÍCÍHO PROUDU.....	11
2.1 ZTRÁTOVÝ VÝKON	11
2.1.1 Definice ztrátového výkonu.....	11
2.1.2 Vznik tepla v materiálu vlivem průchodu proudu	11
2.1.3 Jouleův zákon	12
2.2 TEPLA VZNIKLÉ ZTRÁTOVÝM VÝKONEM	14
2.2.1 Přestup tepla sáláním	14
2.2.2 Přestup tepla konvekcí	14
2.2.3 Koeficient přestupu tepla α	15
2.2.4 Ztrátové teplo odváděné z povrchu.....	16
2.2.5 Vyjádření závislých proměnných	17
2.2.6 Návrh vztahů pro korekci	19
3. EXPERIMENTY PRO OVĚŘENÍ VZTAHŮ.....	20
3.1 OVĚŘENÍ PRINCIPU KOREKCE PRO JEDNODUCHÝ OBJEKT	20
3.1.1 Teplotní závislost elektrického odporu.....	20
3.1.2 Vlastní experiment	21
3.1.3 Vyhodnocení experimentu	23
3.2 OVĚŘENÍ PRINCIPU KOREKCE PRO HLINÍKOVÝ ŠROUBOVÝ SPOJ	23
3.2.1 Teplotní součinitel elektrického odporu	23
3.2.2 Vlastní experiment	24
3.2.3 Vyhodnocení experimentu	26
4. ZÁVĚR	27
4.1 ZHODNOCENÍ KOREKCE	27
4.2 POUŽITÍ KOREKCE PRO PRAXI	28
5 SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	29

Seznam obrázků

Obrázek 1:	Grafické znázornění Kirchhoffova zákona termální radiace. Na obrázku je patrné, jak se dopadající záření dělí na záření pohlcené, propuštěné a odražené. Pohlcené záření je rovno záření emitovanému.	strana 2
Obrázek 2:	Grafické znázornění Planckova vyzařovacího zákona, kde je patrné, že maximální intenzita vyzařování je vyšší pro tělesa s vyšší teplotou povrchu. [1]	strana 3
Obrázek 3:	Grafické vyjádření Wienova posunovacího zákona, kde se s rostoucí teplotou posouvá bod maximální hodnoty spektrální hustoty zářivého toku směrem ke kratším vlnovým délkám. [3]	strana 5
Obrázek 4:	Dva stejné termogramy s rozdílně nastavenou hodnotou emisivity. Absolutní teplota je zde irelevantní. Důležitý je rozdíl teplot, který ale patrný při jakkoliv nastavené hodnotě emisivity. [2]	strana 8
Obrázek 5:	Závislost koeficientu přestupu tepla na teplotě vykreslená v programu Mathematica. Se zvyšující se teplotou se zvyšuje i koeficient přestupu tepla, tedy schopnost objektu předávat teplo konvekcí.	strana 17
Obrázek 6:	Závislost koeficientu přestupu tepla na charakteristickém rozměru vykreslená v programu Mathematica. Se zvětšujícím se rozměrem objektu klesá koeficient přestupu tepla, tedy schopnost objektu předávat teplo	strana 18
Obrázek 7:	Jednoduchý měděný objekt, na kterém byl ověřován princip korekce.	strana 20
Obrázek 8:	Termogram jednoduchého objektu po ustálení teplot při proudu 100A.	strana 21
Obrázek 9:	Hliníkový šroubový spoj, na kterém byl ověřován princip korekce pro šroubové spoje.	strana 23
Obrázek 10:	Termogram hliníkového šroubového spoje po ustálení teplot při proudu 130A.	strana 24

Seznam tabulek

Tabulka 1:	Součinitel přestupu tepla pro různá prostředí. [8]	strana 15
Tabulka 2:	Vstupní data pro korekci jednoduchého objektu.	strana 20
Tabulka 3:	Teplota při I_N pro korekci na jednoduchém objektu.	strana 21
Tabulka 4:	Vstupní hodnoty pro měření hliníkového spoje.	strana 23
Tabulka 5:	Teplota při I_N pro korekci na hliníkovém šroubovém spoji.	strana 24

Seznam příloh

Příloha 1:	Graf průběhu teplot v závislosti na čase při měření na jednoduchém objektu s ustálením teplot při zatížení proudem 100 A. Graf byl vykreslen v programu FLIR Tools.	strana VII
Příloha 2:	Graf průběhu teplot v závislosti na čase při měření na jednoduchém objektu s ustálením teplot při zatížení proudem 150 A. Graf byl vykreslen v programu FLIR Tools.	strana VII
Příloha 3:	Graf průběhu teplot v závislosti na čase při měření na hliníkovém šroubovém spoji s ustálením teplot při zatížení proudem 130 a následně 150 A. Graf byl vykreslen v programu FLIR Tools.	strana VIII
Příloha 4:	Fotografie experimentálního pracoviště, na kterém byla prováděna všechna měření.	strana VIII

Úvod

Šroubové spoje často nejsou protékány jmenovitým proudem, ale proudem nižším. Pokud je takový spoj ve špatném technickém stavu, vznikají na něm vlivem přechodového odporu tepelné ztráty. Tyto ztráty mohou zapříčinit ohřátí spoje nad maximální povolenou hranici, což je zcela nepřijatelné. Pokud je takový spoj kontrolován termografickým měřením v době, kdy jím protéká proud menší než maximální, nemusí teplota spoje překročit kritickou hranici a spoj by tak mohl být shledán vyhovujícím. Následně ale může v provozu dojít a navýšení proudu na hodnotu jmenovitého proudu. Tento proud již může způsobit nárůst teploty nad hranici maxima. Výsledkem této práce by tedy měl být návrh způsobu korekce termografických měření pro výše popsané situace a to takový aby byl využitelný pro praxi.

1 Termografie

1.1 Definice

Termografie je technický obor zabývající se problematikou bezkontaktního měření a znázornění teplotního pole na povrchu měřeného objektu. Rozlišujeme termografii kvantitativní, což jsou samotná měření a termografii kvalitativní, což je znázornění teplotního pole. Princip bezkontaktního měření bude blíže popsán v další kapitole.

Termografie má širokou škálu využití. Využívána je například při termodiagnostice budov, kde se hledají úniky tepla. Dále je využívána v zabezpečení objektů pro detekci osob, nebo pro jejich hledání při rozsáhlých pátráních. Jedna z prvních komerčních aplikací ale bylo sledování stavu elektrických instalací a právě tomuto využití termografie budu ve své práci věnovat největší pozornost.

1.2 Bezdotykové měření teplot

1.2.1 Sálání těles

Představme si těleso, jehož povrchová teplota je vyšší než absolutní nula, tedy vyšší než $-273,15\text{ }^{\circ}\text{C}$, či také 0 K . Takové těleso takzvaně sálá, tedy vyzařuje elektromagnetické záření určitého spektra, nazývané také tepelné záření. Pro bezkontaktní měření teploty jsou pak využívány dvě části tohoto elektromagnetického spektra. A to oblast viditelného spektra s rozmezím vlnových délek od $0,4\text{ }\mu\text{m}$ do $0,78\text{ }\mu\text{m}$ a oblast infračerveného spektra s rozmezím vlnových délek od $0,78\text{ }\mu\text{m}$ do 1 mm (v praxi cca do $15\text{ }\mu\text{m}$).

1.2.2 Černé těleso

Zavedeme si pojem černé těleso. Jedná se o fyzikální model ideálního tělesa, které pohlcuje veškeré záření všech vlnových délek dopadajících na jeho povrch a současně, protože se jedná i o ideální zářič, vyzařuje maximální množství zářivé energie.

Pro takové těleso odvodil Max Planck v roce 1901 na základě kvantové teorie Planckův vyzařovací zákon.

V souvislosti s černým tělesem definujeme také výraz emisivita. Emisivita se značí ϵ a je to vlastnost materiálu, udávající jaká bude intenzita vyzařování tohoto materiálu v porovnání s intenzitou vyzařování černého tělesa. Jedná se tedy o poměr intenzity vyzařování určitého tělesa k intenzitě vyzařování tělesa černého.

1.2.3 Kirchhoffův zákon termální radiace

Dle zdroje [1] se Kirchhoffův zákon termální radiace, jinak nazývaný také Kirchhoff-Bunsenův zákon, dělí na dva zákony.

První Kirchhoffův zákon říká, že pokud na nějaký objekt dopadá záření, je toto záření buď pohlceno objektem a mění se na teplo, nebo objektem prostoupí anebo se od jeho povrchu odrazí. Pro celkový světelný tok dopadající na povrch takového objektu pak platí:

$$\phi_C = \phi_{\text{pohlčený}} + \phi_{\text{prostup}} + \phi_{\text{odražený}},$$

když tuto rovnici vydělíme celkovým světelným tokem, dostaneme vztah:

$$1 = \frac{\phi_{\text{pohlčený}}}{\phi_C} + \frac{\phi_{\text{prostup}}}{\phi_C} + \frac{\phi_{\text{odražený}}}{\phi_C},$$

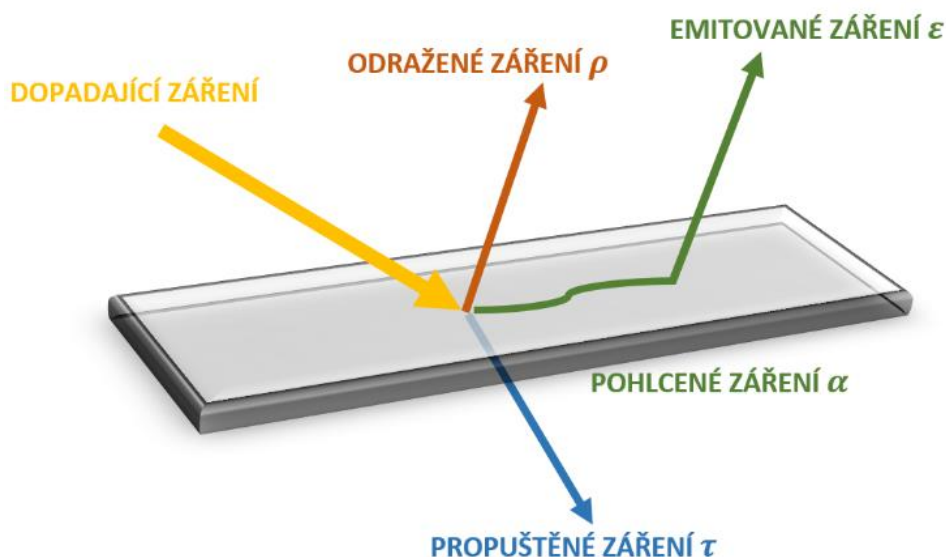
jednotlivé členy pravé strany rovnice pak nazveme spektrální absorpce α , spektrální reflektance ρ a spektrální propustnosti τ . Jedná se o bezrozměrné koeficienty a jejich součet je roven jedné:

$$\alpha + \rho + \tau = 1$$

Druhý Kirchhoffův zákon pak říká, že pohltivost materiálu je rovna emisivitě materiálu. Pokud budeme uvažovat zcela nepropustný materiál, můžeme napsat vztah pro emisivitu:

$$1 = \alpha + \rho \Rightarrow \varepsilon = 1 - \rho$$

Lépe jsou oba zákony pochopitelné z následujícího obrázku.



Obrázek 1: Grafické znázornění Kirchhoffova zákona termální radiace. Na obrázku je patrné, jak se dopadající záření dělí na záření pohlcené, propuštěné a odražené. Pohlcené záření je rovno záření emitovanému.

1.2.4 Planckův vyzařovací zákon

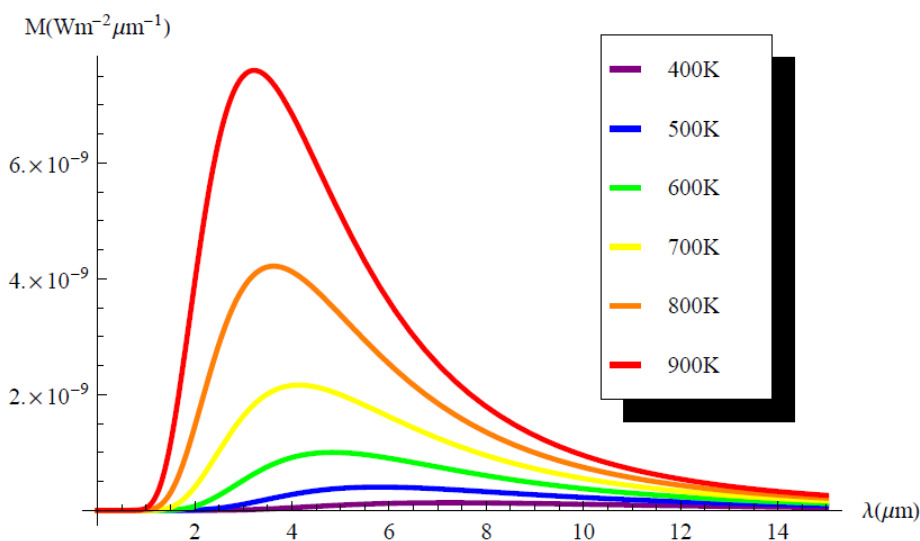
Dle zdroje [3] odvodil Max Planck tento zákon na základě kvantové teorie, podle níž vyzařují zářivá tělesa svoji energii po kvantech. Z rovnice, kterou Planck stanovil a která říká, že záření o frekvenci f (1/s) je vyzařováno, či pohlcováno po kvantech energie o velikosti:

$$E = h * f (J),$$

kde $h = 6,6256 * 10^{-34}$ (J * s) je Planckova konstanta. Lze odvodit Planckův vyzařovací zákon platící pro černé těleso:

$$M(\lambda, T) = \frac{2\pi * h * c^2}{\lambda^5 * \left(e^{\frac{h*c}{\lambda*k*T}} - 1 \right)} \text{ (Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}\text{)},$$

kde M je celková intenzita vyzařování na dané vlnové délce o příslušné teplotě povrchu tělesa, c (m*s^{-1}) je rychlost světla ve vakuu, $h = 6,6256 * 10^{-34}$ (J * s) je Planckova konstanta, $k = 1,38054 * 10^{-23}$ (J*K⁻¹) je Boltzmannova konstanta, λ (μm) je vlnová délka a T (K) je termodynamická teplota tělesa. Tento zákon lze také vyjádřit graficky.



Obrázek 2: Grafické znázornění Planckova vyzařovacího zákona, kde je patrné, že maximální intenzita vyzařování je vyšší pro tělesa s vyšší teplotou povrchu. [1]

1.2.5 Stefan-Boltzmannův zákon

Základním zákonem pro bezdotykové měření teploty je Stefan-Boltzmannův zákon, který je definován explicitně pro černé těleso, vychází z Planckova vyzařovacího zákona a dle zdroje [3] říká, že hustota zářivého toku E_0 (W/m^2) je úměrná čtvrté mocnině absolutní teploty, tedy:

$$E_0 = \sigma * T^4 \text{ (} W/m^2 \text{)},$$

kde $\sigma = 5,6697 * 10^{-8} \text{ (} W * m^{-2} * K^{-4} \text{)}$ je Stefan-Boltzmannova konstanta.

Jedná se prakticky o integraci spektrální hustoty zářivého toku dle Planckova vyzařovacího zákona. Žádné skutečné těleso se však nechová jako černé těleso. Reálné těleso, známé také jako těleso šedé, bude mít vždy nižší hodnotu zářivého toku. Zde se poprvé setkáváme s pojmem emisivita, což je bezrozměrná jednotka, značí se ε a vyjadřující poměr tohoto zářivého toku šedého tělesa a zářivého toku černého tělesa.

Stefan-Boltzmannův zákon můžeme podle zdroje [3] upravit pro vyjádření záření šedého tělesa, ten pak bude ve tvaru:

$$E_0 = \varepsilon * \sigma * T^4 \text{ (} W/m^2 \text{)}$$

Emisivita ε nabývá hodnot od 0 do 1, přičemž emisivitu rovnou 1 má právě černé těleso. Hodnotu emisivity lze vyhledat v tabulkách, nebo ji lze měřit laboratorně či pouze pro praxi podle normy ČSN ISO 18434-1, což bude objasněno v následujících kapitolách.

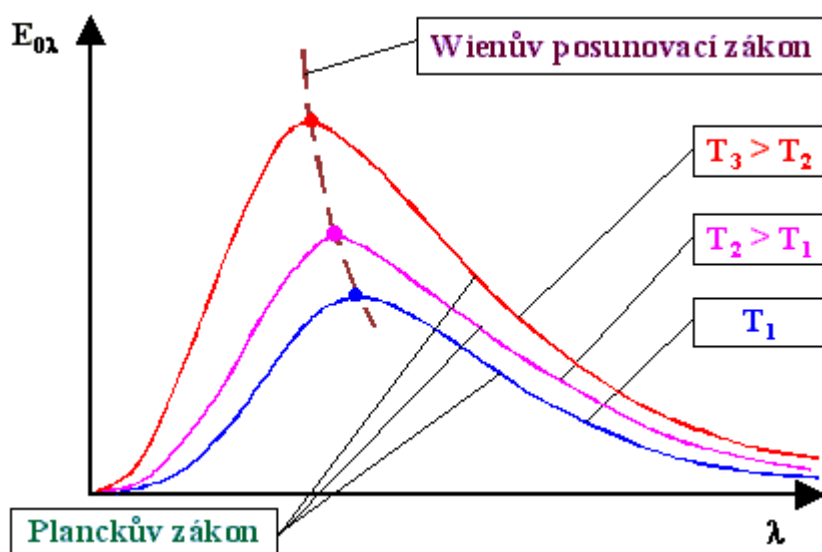
1.2.6 Wienův posunovací zákon

Wienův posunovací zákon se zabývá problematikou spektrální hustoty zářivého toku v závislosti na vlnové délce. Podle zdroje [3] říká, že s rostoucí teplotou zářiče se posouvá také maximální hodnota spektrální hustoty zářivého toku a to směrem ke kratším vlnovým délkám dle vztahu:

$$\lambda_{max} * T = 2,8978 * 10^{-3} \text{ (} mK \text{)},$$

kde λ_{max} (m) je vlnová délka pro maximální hodnotu spektrální hustoty záření a T (K) je termodynamická teplota zářiče.

Prakticky se jedná o derivaci Planckova vyzařovacího zákona, kde derivujeme spektrální hustotu zářivého toku dle vlnové délky. Touto derivací získáme průběh maxim izoterm dle následujícího obrázku.



Obrázek 3: Grafické vyjádření Wienova posunovacího zákona, kde se s rostoucí teplotou posouvá bod maximální hodnoty spektrální hustoty zářivého toku směrem ke kratším vlnovým délkám. [3]

1.2.7 Výhody a nevýhody bezdotykového měření teplot

Bezdotykové měření teploty má velkou řadu výhod. Měřeného objektu se při měření teploty nedotýkáme. Díky tomu je možné měřit teplotu například rotujících těles, kde by kontaktní měření teploty bylo velmi náročné. Zároveň také nedochází k poškození povrchu měřeného tělesa nebo k jeho případnému znehodnocení, například použitím teplovodivých past při kontaktním měření. Výsledkem bezkontaktního měření teploty jsou pak digitální data, takzvané termogramy, které se dají dále zpracovávat, a i to je nesporná výhoda těchto měření.

Nicméně existují i nevýhody bezkontaktního měření teploty. Je nutná znalost emisivity měřeného povrchu a zdánlivé odražené teploty, jinak není možné přesně stanovit absolutní teplotu. Zdánlivá odražená teplota je teplota objektů nacházejících se v blízkosti měřeného objektu, která se od měřeného objektu odráží a vstupuje spolu se samotným zářením měřeného objektu do termokamery, což způsobuje chybu měření. Dalším problémem je ovlivnění záření prostředím mezi měřeným objektem a čidlem. Při měření na velké vzdálenosti dochází k absorpci a rozptylu infračerveného záření v daném prostředí. Přesnější jsou tedy měření prováděná na krátké vzdálenosti, kde lze tento vliv zanedbat.

1.2.8 Rovnice termografie

Rovnice termografie dle zdroje [9] vychází ze Stefan-Boltzmannova zákona upraveného pro různé případy, aby byly eliminovány nepříznivé vlivy zmíněné v předchozí části textu. Základní rovnice intenzity záření upravená pro šedé těleso představuje příspěvek intenzity od měřeného objektu $M_z (W * m^{-2})$:

$$M_z = \varepsilon * \sigma * T_o^4 ,$$

kde $\varepsilon(-)$ je emisivita měřeného tělesa, $\sigma = 5,6697 * 10^{-8} (W * m^{-2} * K^{-4})$ je Stefan-Boltzmannova konstanta a $T_o(K)$ je teplota měřeného objektu.

Další rovnice je pro příspěvek intenzity z atmosféry v okolí měřeného objektu $M_{atm} (W * m^{-2})$:

$$M_{atm} = (1 - \tau_{atm}) * \sigma * T_{atm}^4 ,$$

kde $\tau_{atm}(-)$ je propustnost prostředí, $\sigma = 5,6697 * 10^{-8} (W * m^{-2} * K^{-4})$ je Stefan-Boltzmannova konstanta a $T_{atm}(K)$ je teplota atmosféry v okolí měřeného objektu.

Třetí příspěvek je příspěvek od okolních zdrojů záření $M_a (W * m^{-2})$:

$$M_a = (1 - \varepsilon) * \sigma * T_a^4 ,$$

kde $\varepsilon(-)$ je emisivita měřeného tělesa, $\sigma = 5,6697 * 10^{-8} (W * m^{-2} * K^{-4})$ je Stefan-Boltzmannova konstanta a $T_a(K)$ je teplota okolního zdroje záření.

Celková rovnice pro hodnotu intenzity záření snímanou termokamerou je součet tří příspěvků intenzit, což je rovnice termografie:

$$M_C = \varepsilon * \sigma * T_o^4 + (1 - \tau_{atm}) * \sigma * T_{atm}^4 + (1 - \varepsilon) * \sigma * T_a^4 (W * m^{-2})$$

1.3 Termografická měření

1.3.1 Princip

Termografická měření se již desítky let používají pro kontrolu elektrických instalací a to především v oblasti výroby a přenosu elektrické energie a v oblasti průmyslového využití elektrické energie. Jejich využití je samozřejmě mnohem širší, tato měření bývají využívána také při termodiagnostice budov a podobně. Pro moji práci je ale důležité zaměřením právě na kontrolu elektrických instalací. Princip termografických měření je založen na principu bezdotykového měření teploty popsaného v předchozí kapitole. Závažnost poruchy elektrické instalace je poté stanovena z velikosti stanoveného oteplení.

1.3.2 Oteplení

Vlivem přechodových odporů, které se v elektrických instalacích běžně vyskytují, dochází ke vzniku ztrátového výkonu:

$$P = R * I^2 (W),$$

kde P je ztrátový výkon vytvořený průchodem proudu I (A) na přechodovém odporu R (Ω). Tento ztrátový výkon způsobuje oteplení dané části instalace. Čím větší je přechodový odpor, tím větší je ztrátový výkon a tím větší teploty instalace dosahuje. Povšimněme si také faktu, že ztrátový výkon roste s kvadrátem proudu. Pokud se tedy zvětší proud na dvojnásobek původní hodnoty, vzroste, při zanedbání tepelné závislosti odporu, ztrátový výkon na čtyřnásobek.

Konečnou hranicí je teplota, při níž dojde k roztavení přehřáté částí instalace a může dojít také k požáru. To může mít za následek, kromě finanční ztráty, také újmy na zdraví, popřípadě životech případných obětí nehody. Vztahy pro ztrátový výkon a pro oteplení způsobené tímto výkonem budou blíže popsány a odvozeny v dalších kapitolách této práce, pro pochopení principů termografických měření není jejich bližší znalost nezbytně důležitá.

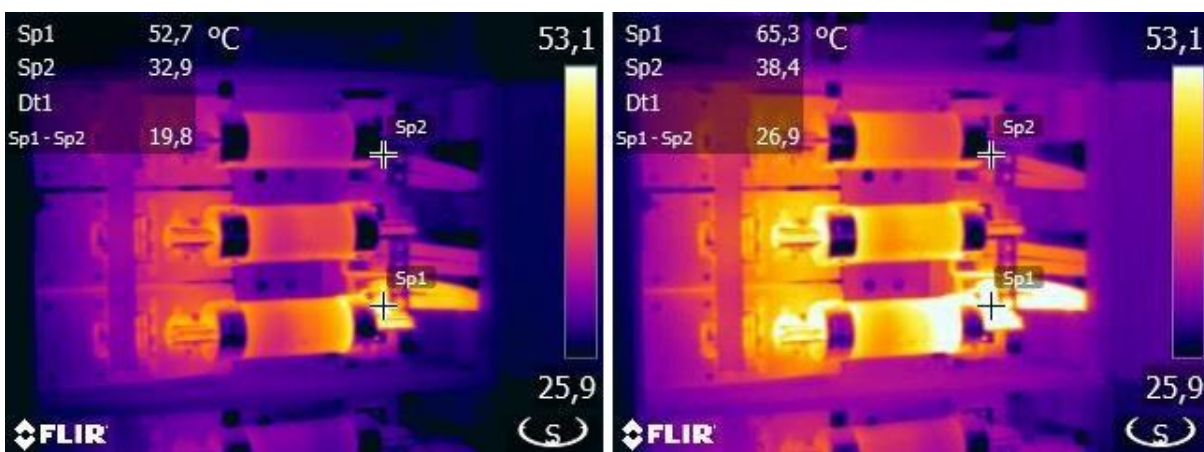
1.3.3 Termografické kontroly

Termografické kontroly elektrických instalací by měly v ideálních případech probíhat při plném zatížení jmenovitým proudem. V praxi se ale setkáváme s tím, že provozní proud neodpovídá jmenovitému proudu. Tato skutečnost nám však znemožňuje provést správnou diagnostiku elektrické instalace.

Při zatížení nižším proudem, než je proud jmenovitý nemusí lokální teplota dosahovat kritických mezí. Technik, který bude diagnostiku provádět, stanoví stupeň poškození pouze pro aktuální provozní proud. Přestože při zatížení tímto provozním proudem nemusí vznikat žádné nebezpečí, nelze s jistotou tvrdit, že je spoj z bezpečnostního hlediska zcela provozuschopný. Provozní proud totiž může dosáhnout jmenovité hodnoty. Tím dojde k navýšení lokální povrchové teploty a technikem provedená diagnostika se rázem stává zcela zbytečnou a nesprávnou.

Protože ale provádět termografické kontroly při zatížení jmenovitým proudem není často v praxi možné, je zde snaha o korekci, která by nám umožnila dopočítat maximální teplotu při zatížení jmenovitým proudem. A právě návrhu této korekce se ve své práci věnuji.

Norma ČSN ISO 18434-1 stanovuje dva způsoby termografických kontrol. A sice metodu kvalitativní, která je založena na principu stanovení zdánlivé teploty. Při použití této metody neznáme absolutní hodnoty teplot, ale můžeme určit teplotní rozdíl jednotlivých prvků. Tím jsme schopni odhalit závadu, nejsme ale schopni určit její závažnost. Použití této metody lze demonstrovat na následujícím obrázku, který zobrazuje dva stejné termogramy s rozdílně nastavenou hodnotou emisivity. Měřená teplota tedy není absolutní a není měřená přesně. Je zde ale patrný rozdíl teplot, který vypovídá o přítomnosti závady.



Obrázek 4: Dva stejné termogramy s rozdílně nastavenou hodnotou emisivity. Absolutní teplota je zde irelevantní. Důležitý je rozdíl teplot, který ale patrný při jakkoliv nastavené hodnotě emisivity. [2]

Další metodou stanovenou normou ČSN ISO 18434-1 je metoda kvantitativní. Ta se zakládá na principu stanovení povrchové teploty a následně oteplení. Při použití této metody se porovnává aktuální povrchová teplota dané části elektrické instalace s teplotou referenční. Referenční teplota mohla být získána již dříve, když se předpokládal bezporuchový stav. Následně je stanoven rozdíl aktuální teploty a referenční hodnoty, tedy oteplení. Měřené teploty opět nejsou zcela přesné, ale pro detekci závady a určení její závažnosti je tato metoda postačující.

1.4 Princip funkce termokamer

1.4.1 Konstrukce termokamery

Termokamery jsou složitými přístroji používanými pro provádění termografických měření. Jejich konstrukci lze na základě informací ze zdroje [1] popsat ve čtyřech bodech:

- 1) Optický systém:
 - jedná se o část kamery, která zachycuje záření přicházející z měřeného objektu a promítá jej na senzor infračerveného záření
- 2) Senzor infračerveného záření
 - v současné době se používá převážně maticový senzor, který převádí dopadající záření na elektrický signál
- 3) Zpracování obrazu
 - elektrický signál ze senzoru je pomocí A/D převodníku převeden na termogram
- 4) Uživatelské rozhraní
 - zobrazuje termogram na obrazovce a umožňuje nám ovládání kamery jako je například nastavení emisivity a podobně

1.4.2 Princip funkce

Infračervené záření vyzařované měřeným objektem přichází do optického systému kamery, kde je čočkou, nebo soustavou čoček soustředěno dále do kamery. Uvnitř kamery toto záření dopadá na detektor infračerveného záření. Detektory jsou tvořeny maticově, aby bylo možno zaznamenávat rozložení teploty po povrchu tělesa. Následně dochází a převodu dopadajícího záření na elektrický signál. Ten putuje do dalších elektrických obvodů, kde je za pomoci A/D převodníku digitalizován. Z digitálních dat se stává termogram, který se zobrazí na obrazovce kamery, popřípadě se uloží do její vnitřní paměti.

1.4.3 Typy detektorů

Detektory infračerveného záření dělíme podle zdroje [1] do dvou základních skupin, a sice detektory kvantové a detektory tepelné. Rozdíl mezi nimi je v tom, jak interagují s dopadajícími fotony. Tepelné detektory měří fyzikální vlastnosti materiálu, ze kterého je detektor složený a který se vlivem dopadajícího tepelného záření zahřívá. Kvantové detektory využívají toho, že dopadající fotony reagují s elektrony materiálu, na který dopadají, za vzniku volných nosičů náboje.

Příkladem tepelných detektorů mohou být například detektory termočláňkové, pyroelektrické a bolometrické. Mezi kvantové detektory patří například detektory QWIP.

Nejčastěji se dnes používají tepelné detektory bolometrické, takzvané bolometry. Ty pracují na následujícím principu. Ohřátím materiálu se mění jeho elektrický odpor. Změna tohoto odporu je detekována Wheastonovým můstkem. Jako materiály pro bolometry se používá například Ti, amorfni křemík, polykrystalický SiGe a další. Tyto malé bolometry, tedy také mikrobolometry se skládají do soustav, takzvaných mikrobolometrických polí. Velikost tohoto pole, například 320x240 pak odpovídá rozlišení termogramu.

2 Oteplení vodičů vlivem procházejícího proudu

2.1 Ztrátový výkon

2.1.1 Definice ztrátového výkonu

Ztrátový výkon je výkon vzniklý průchodem proudu přes materiál s daným odporem. Platí pro něj následující, všeobecně známý vztah:

$$P = R * I^2 (W),$$

kde P je ztrátový výkon vytvořený průchodem proudu I (A) na elektrickém odporu R (Ω). Jedná se o všeobecně velmi známý vztah. Pojdme si ale tento vztah odvodit a objasnit si podstatu vzniku ztrátového výkonu a tepla v materiálech.

2.1.2 Vznik tepla v materiálu vlivem průchodu proudu

V úvahu budeme brát pouze vodivé materiály, neboť polovodiče a izolanty jsou pro tuhle kapitolu irelevantní. Dle zdroje [4] dochází ve vodivém materiálu k vedení elektrického proudu až po přiložení napětí, tedy elektrického pole s intenzitou E (V/m). Intenzita elektrického pole je vektorovou veličinou. Toto elektrické pole poté působí na jednotlivé náboje silou:

$$F = q * E (N),$$

kde q (C) je elektrický náboj. Tyto náboje se začínají pohybovat materiálem ve směru působení intenzity elektrického pole. Těmto pohybujícím se nábojům, ale „stojí“ v cestě další částice materiálu, jímž procházejí. Například zbytky atomů, ze kterých se náboje odtrhly. S těmito částicemi se pohybující se náboje srážejí. Zvětší se tedy neuspořádaný pohyb těchto částic. Míra neuspořádaného pohybu částic je ale přímo definicí teploty. Teplota celého systému se tedy zvyšuje.

Zavedeme si veličinu, která bude respektovat výše zmíněné srážky. Tato veličina se nazývá konduktivita, nebo také měrná vodivost. Značí se σ_{el} a její jednotkou je (S/m). Konduktivita je schopnost materiálu vést elektrický proud. A vychází z vlastností daného materiálu. Konduktivita je ale teplotně závislá. Tedy, pokud se materiál ohřeje, dojde dle definice teploty k růstu neuspořádaného pohybu částic, čímž se konduktivita sníží. Konduktivitu lze zapsat také jako $1/\rho$, kde ρ (Ωm) je rezistivita, nebo také měrný elektrický odpor.

Jak měrná vodivost, tak intenzita elektrického pole jsou důležité veličiny pro Ohmův zákon v diferenciálním tvaru:

$$J = \sigma_{el} * E \text{ (A/m}^2\text{)},$$

Kde $J \text{ (A/m}^2\text{)}$ je proudová hustota, což je fyzikální veličina popisující lokální rozložení elektrického proudu. Jedná se o vektorovou veličinu, jejíž směr je shodný se směrem působení elektrického pole. Proudovou hustotu lze také definovat pomocí vztahu:

$$J = \frac{I}{S},$$

jako hodnotu proudu $I \text{ (A)}$ procházejícího v kolmém směru plochou $S \text{ (m}^2\text{)}$. Tento vztah nám pomůže si lépe představit, co vlastně proudová hustota znamená.

Ohmův zákon lze zapsat také v integrálním tvaru, který je jistě všem známý:

$$I = \frac{U}{R} \text{ (A)},$$

kde $U \text{ (V)}$ je napětí na koncích vodiče a $R \text{ (}\Omega\text{)}$ je elektrický odpor.

2.1.3 Jouleův zákon

Jouleův zákon udává výkon, tedy práci za čas, který musí být dodáván zdrojem, aby ve vodiči udržel danou hodnotu proudu s příslušnou proudovou hustotou. Zdroj s tímto výkonem dodá do vodiče přesně takové množství energie, které odpovídá energii odevzdané volnými náboji atomům. Tento výkon se pak ve vodiči mění na teplo.

Pro odvození Jouleova zákona podle zdroje [4] potřebujeme znát následující vztahy, které definují:

- práci, jako sílu působící po dráze:

$$dA = F * dl$$

- sílu, jako intenzitu elektrického pole působící na náboj:

$$F = Q * E$$

- proud, jako změnu náboje v čase:

$$I = \frac{dQ}{dt}$$

- proudovou hustotu, jako proud procházející kolmou plochou:

$$J = \frac{I}{dS}$$

- objem, jako průběh plochy po dráze:

$$dV = dS * dl$$

Poté můžeme s použitím výše uvedených vztahů napsat vztah pro práci, kde sílu nahradíme intenzitou elektrického pole působícího na náboj, následně vyjádříme změnu náboje jako časovou změnu proudu. Proud lze vyjádřit jako proudovou hustotu na ploše a na konec průběh plochy po dráze vyjádříme jako objem. Výsledný vztah pro práci bude vypadat následovně:

$$dA = F * dl = dQ * E * dl = I * E * dt * dl = J * E * dt * dl * dS$$

$$dA = J * E * dt * dV$$

V úvahu vezmeme, že práce probíhá v nějakém časovém období. Tím vyjádříme výkon:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{J * E * dt * dV}{dt} \quad ; \quad \frac{dA}{dt} = P \quad ; \quad P = J * E * dV$$

Tento výkon můžeme uvažovat na jednotku objemu, tím se výsledný vztah ještě více zjednoduší:

$$P = J * E$$

Dle Ohmova zákona v diferenciálním tvaru poté platí:

$$P = \sigma_{el} * E^2$$

Přepsáním zákona do integrálního tvaru získáme již tolikrát zmiňovaný ztrátový výkon:

$$P = R * I^2$$

2.2 Teplo vzniklé ztrátovým výkonem

Jak jsme si popsali v předchozí kapitole, průchodem proudu vzniká ztrátový výkon a ten způsobuje vznik tepla v materiálu. Toto teplo je z povrchu materiálu odváděno třemi způsoby a to sáláním, konvekcí a vedením. My si popíšeme přestup tepla sáláním a konvekcí, neboť ty pro mou práci budou stěžejní.

2.2.1 Přestup tepla sáláním

Pro definici vztahu pro přestup tepla sáláním využijeme Stefan-Boltzmannův zákon pro záření šedého tělesa:

$$E_0 = \varepsilon * \sigma_0 * T^4 \text{ (W/m}^2\text{)}$$

Tento zákon poté upravíme pro případ, kdy na sebe září dvě plochy s rozdílnou povrchovou teplotou, s tím, že plocha S_1 o teplotě T je obklopena plochou S_2 o teplotě T_0 :

$$P_S = \varepsilon * \sigma * S * (T^4 - T_0^4) \text{ (W)},$$

kde P_S (W) je výkon odvedený sáláním z povrchu tělesa s emisivitou povrchu ε (-) o ploše S (m^2) a o teplotě T (K) na okolí o teplotě povrchu T_0 (K).

A $\sigma = 5,6697 * 10^{-8} \text{ (W * m}^{-2} * K^{-4}\text{)}$ je Stefan-Boltzmannova konstanta.

2.2.2 Přestup tepla konvekcí

Pro přestup tepla konvekcí se využívá pohybu částic kapalin či plynů. Konvekci známe dvojího typu. Volnou a nucenou. Pohyb u volné konvekce probíhá pouze na základě různé hustoty látky zapříčiněné lišící se teplotou. Nucená konvekce využívá k pohybu uměle vytvořeného rozdílu tlaků. Pro výkon odvedený z povrchu tělesa konvekcí existuje následující vztah, který je známý jako Newtonův ochlazovací zákon:

$$P_K = \alpha * S * (T - T_0) \text{ (W)},$$

kde P_K (W) je výkon odvedený konvekcí z tělesa s povrchem S (m^2) a o teplotě T (K) kapalinou či plynem o teplotě T_0 (K). Koeficient α ($W * m^{-2} * K^{-1}$) je součinitel přestupu tepla, který bude blíže specifikován v další části textu.

2.2.3 Koeficient přestupu tepla α

Koeficient přestupu tepla α je podle zdroje [7] určován z Nusseltova čísla:

$$Nu = \frac{\alpha * D_{char}}{\lambda} \quad (1),$$

kde D_{char} (m) je charakteristický rozměr tělesa a λ ($W * m^{-1} * K^{-1}$) je tepelná vodivost tekutiny. S využitím teorie podobnosti můžeme zavést Prandtlovo a Grashofovo číslo dle následujících vztahů:

$$Pr = \frac{\nu}{a} \quad (1),$$

kde ν ($m^2 * s^{-1}$) je kinematičká viskozita tekutiny a a ($m^2 * s^{-1}$) je teplotní vodivost. Kinematičkou viskozitu lze ještě vyjádřit dle následujícího vztahu:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho},$$

jako podíl dynamické viskozity η ($kg * m^{-1} * s^{-1}$) a hustoty proudící tekutiny ρ ($kg * m^{-3}$) a teplotní vodivost lze vyjádřit ze vztahu:

$$a = \frac{\lambda}{\rho * c_p},$$

kde λ ($W * m^{-1} * K^{-1}$) je tepelná vodivost tekutiny, ρ ($kg * m^{-3}$) je hustota a c_p ($J * kg^{-1} * K^{-1}$) je měrná tepelná kapacita tekutiny při konstantním tlaku.

Grashofovo číslo je dáno vztahem:

$$Gr = \frac{\beta * Abs(T_S - T_O) * g * D^3}{\nu^2} \quad (1),$$

kde β (K^{-1}) je součinitel teplotní objemové roztažnosti tekutiny při konstantním tlaku, T_S (K) je teplota povrchu tělesa, T_O (K) je teplota okolní tekutiny, g ($m * s^{-2}$) je gravitační zrychlení, D (m) je charakteristický rozměr tělesa a ν ($m^2 * s^{-1}$) je kinematičká viskozita tekutiny.

V následující tabulce najdeme některé hodnoty součinitele přestupu tepla α .

Prostředí	α [Wm ⁻² K ⁻¹]
volné proudění	
plyny	2–25
tekutiny	50–1000
nucené proudění	
plyny	25–250
kapaliny	50–20000
proudění při fázové změně	
var a kondenzace kapaliny	2500-100000

Tabulka 1: Součinitel přestupu tepla pro různá prostředí. [8]

2.2.4 Ztrátové teplo odváděné z povrchu

Celkové teplo, vzniklé ztrátovým výkonem, které je z tělesa odváděno je dle předchozích vztahů určeno vztahem:

$$P = P_S + P_K$$

$$\Rightarrow R * I^2 = [\varepsilon * \sigma * S * (T^4 - T_0^4)] + [\alpha * S * (T - T_0)]$$

$$\Rightarrow R * I^2 = S * \{[\varepsilon * \sigma * (T^4 - T_0^4)] + [\alpha * (T - T_0)]\}$$

V této rovnici je ale několik závislých proměnných. Například koeficient přestupu tepla α je tepelně závislý. Zrovna tak je tepelně závislý elektrický odpor R . Vyjádření těchto závislostí se budu věnovat v následující kapitole.

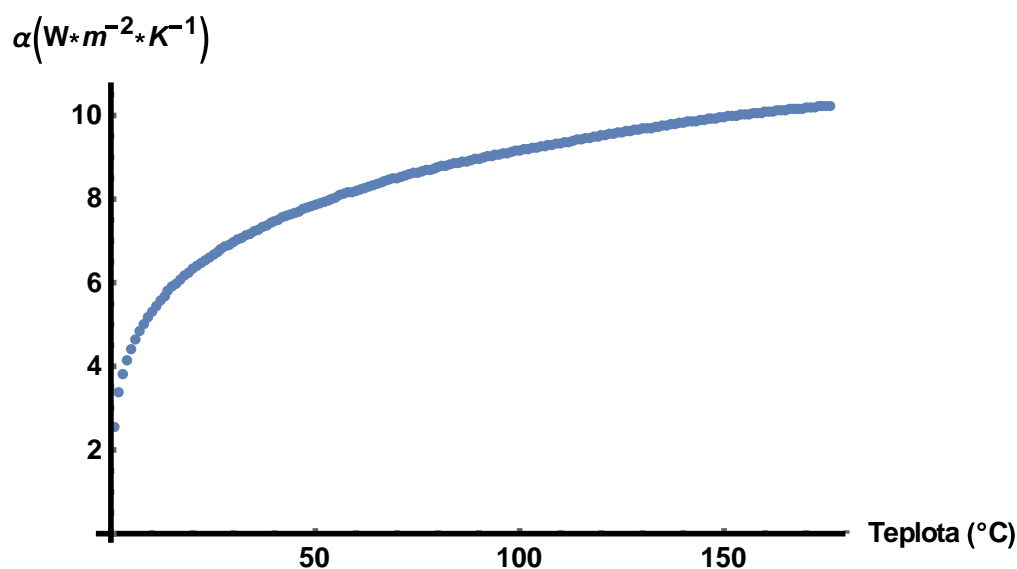
2.2.5 Vyjádření závislých proměnných

Ze zdroje [5] jsem na základě znalostí z předchozích měření koeficientu přestupu tepla α , která jsem prováděl v přechozích letech a která byla součástí týmového projektu, vybral vhodný vztah pro koeficient přestupu tepla α ($W * m^2 * K^{-1}$), který byl dále upraven do výsledné podoby ve tvaru:

$$\alpha = \frac{\lambda * \left(\frac{T_0 + T}{2}\right)}{R} * \left(0,54 * \left(Pr * \left(\frac{\frac{1}{\frac{T_0 + T}{2} + 273} * |T_0 - T| * g * R^3}{\nu * \left(\frac{T_0 + T}{2}\right)^2} \right)^{\frac{1}{4}} \right) \right),$$

kde λ ($W * m^{-1} * K^{-1}$) je součinitel tepelné vodivosti, T_0 ($^{\circ}C$) je teplota okolí, T ($^{\circ}C$) je teplota ochlazovaného objektu, D (m) je charakteristický rozměr, Pr (1) je Prandtlovo číslo (dle zdroje [5] bude voleno jako 0,722), g ($m * s^{-2}$) = 9,81373 je gravitační zrychlení a ν ($m^2 * s^{-1}$) je kinematická viskozita.

V programu Mathematica jsem vytvořil graf této závislosti koeficientu přestupu tepla α na teplotě:



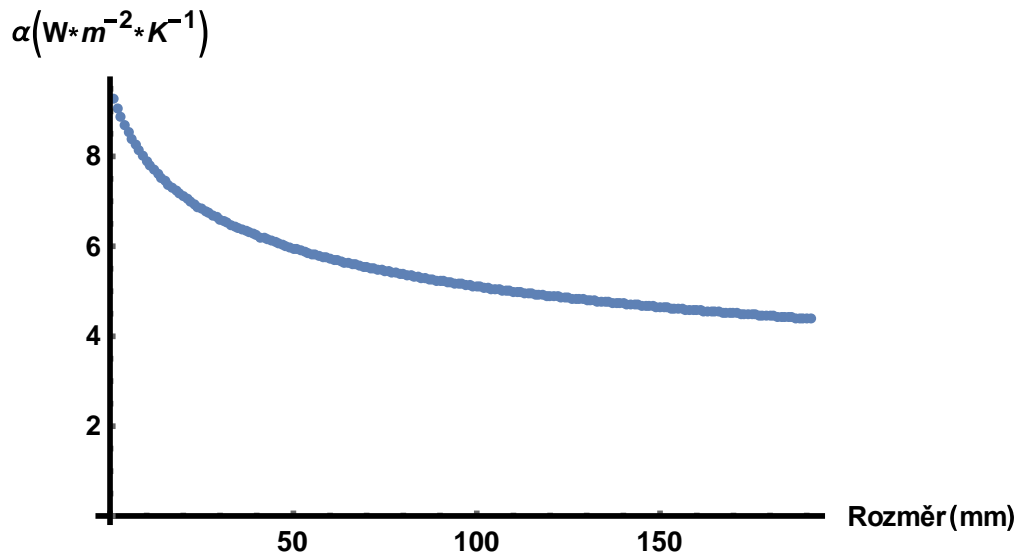
Obrázek 5: Závislost koeficientu přestupu tepla na teplotě vykreslená v programu Mathematica. Se zvyšující se teplotou se zvyšuje i koeficient přestupu tepla, tedy schopnost objektu předávat teplo konvekcí.

Z této závislosti vyplývá, že čím je teplota ochlazovaného objektu větší, tím lépe se objekt ochlazuje. Závislost jsem poté pomocí programu Mathematica vyjádřil následující rovnicí pro koeficient přestupu tepla α (T) ($W * m^2 * K^{-1}$) jako funkci součtu a rozdílu teplot:

$$\alpha (T) = 0,404812 + 2,81167 * (T_0 - T)^{0,25} - 0,00402798 * (T_0 + T),$$

kde T_0 ($^{\circ}C$) je teplota okolí a T ($^{\circ}C$) je teplota ochlazovaného objektu.

Předpokládám ale i závislost tohoto koeficientu na charakteristickém rozměru. Proto jsem tuto závislost vyjádřil graficky:



Obrázek 6: Závislost koeficientu přestupu tepla na charakteristickém rozměru vykreslená v programu Mathematica. Se zvětšujícím se rozměrem objektu klesá koeficient přestupu tepla, tedy schopnost objektu předávat teplo konvekcí.

Zde je patrné, že čím je charakteristický rozměr větší tím se objekt hůře ochlazuje. Rovněž následuje vyjádření pomocí rovnice:

$$\alpha(D) = 2,35776 + \frac{1,11492}{D^{0,25}} + 0,0356648 * T$$

kde $T(^{\circ}C)$ je teplota ochlazovaného objektu a D (m) je charakteristický rozměr. Kód programu je k nahlédnutí v přílohách.

Je důležité uvést skutečnost, že rovnice byly vytvořeny pro teplotu okolí $T_0 = 20^{\circ}C$ a pro charakteristický rozměr $D = 0,05 m$. Pro jinou teplotu okolí a jiný charakteristický rozměr je nutno obě rovnice přepočítat. To lze učinit jednoduše pomocí již vytvořeného kódu v programu Mathematica, který k nahlédnutí v přílohách.

Dosazením těchto závislostí do rovnice pro ochlazovaný výkon P (W), který je z povrchu ochlazovaného tělesa odváděn, získáme následující rovnici pro ochlazovaný výkon:

$$P = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_0 + 273)^4)] + \alpha(T/D)\},$$

kde S (m^2) je povrch ochlazovaného objektu, ε (-) je emisivita ochlazovaného objektu, $\sigma = 5,6697 * 10^{-8}$ ($W * m^{-2} * K^{-4}$) je Stefan-Boltzmannova konstanta, T_0 ($^{\circ}C$) je teplota okolí, T ($^{\circ}C$) je teplota ochlazovaného objektu a $\alpha(T/D)$ ($W * m^2 * K^{-1}$) je, podle toho co zvolíme, koeficient přestupu tepla závislý na teplotě či na charakteristickém rozměru.

2.2.6 Návrh vztahů pro korekci

Pro korekci proudem ovlivněných měření je potřeba získat následující vstupní data. Emisivita měřeného šroubového spoje ε (–), charakteristický rozměr D (m), teplotu okolí T_0 (°C), teplotu měřeného spoje získanou pomocí termokamery $T_{měřená}$ (°C), aktuální proud, který měřeným spojem protéká I (A) a jmenovitý proud I_n (A), který může šroubovým spojem protékat.

Na základě těchto vstupních dat vytvoříme rovnici pro elektrický výkon P_{el} (W), kterým je měřený šroubový spoj zahříván:

$$P_{el} = R(T) * I^2$$

Prozatím vyjdeme z předpokladu, že známe teplotní závislost elektrického odporu $R = f(T)$ (Ω). Víme, že tento elektrický výkon je roven výkonu, který je z povrchu spoje odváděn, tedy ochlazenému výkonu P_{ochl} (W):

$$P_{ochl} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_0 + 273)^4)] + \alpha (T/R)\},$$

kde S (m^2) je povrch ochlazeného objektu, ε (–) je emisivita ochlazeného objektu, $\sigma = 5,6697 * 10^{-8}$ ($W * m^{-2} * K^{-4}$) je Stefan-Boltzmannova konstanta, T_0 (°C) je teplota okolí, T (°C) je teplota ochlazeného objektu a $\alpha(T/D)$ ($W * m^2 * K^{-1}$) je, podle toho co zvolíme, koeficient přestupu tepla závislý na teplotě či na charakteristickém rozměru.

Ze vstupních dat můžeme vypočítat P_{el} a protože platí $P_{el} = P_{ochl}$, můžeme zároveň vyjádřit ochlazený výkon P_{ochl} . V rovnici pro P_{ochl} je jedna jediná neznámá a to povrch spoje S (m^2). Tuto hodnotu tedy můžeme vypočítat.

Poté ve vzorci pro P_{el} nahradíme proud I (A) jmenovitým proudem I_n (A). Přepočítaný výkon P_{el} pro jmenovitý proud je opět roven P_{ochl} , kde ale tentokrát známe povrch spoje S (m^2) z předchozích výpočtů a neznámou hodnotou je teplota T (°C), který odpovídá teplotě, kterou bude mít spoj při průchodu jmenovitého proudu.

Tímto způsobem může být provedena korekce pro proudem ovlivněná měření. Nejprve je však nutné tyto vztahy ověřit.

3. Experimenty pro ověření vztahů

3.1 Ověření principu korekce pro jednoduchý objekt

3.1.1 Teplotní závislost elektrického odporu

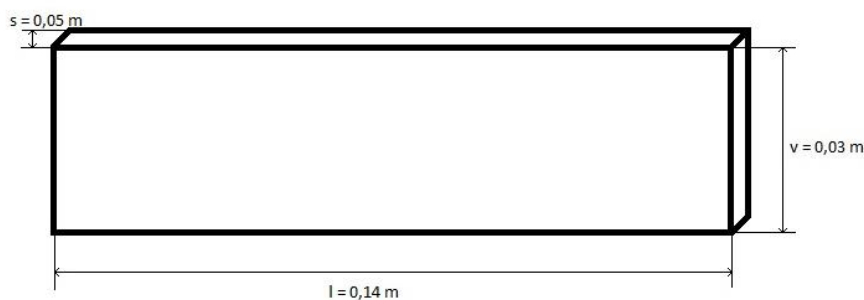
Princip korekce budeme ověřovat na jednoduchém objektu, kterým bude měděná pasovina. Pro provedení experimentu je potřeba znát teplotní závislost odporu mědi. Teplotní závislost odporu R (Ω) je dle zdroje [10] dána následujícím vztahem:

$$R = R_0 * [1 + \alpha * (T - T_0)],$$

kde R_0 (Ω) je hodnota odporu při teplotě T_0 (K), T (K) je teplota materiálu a α (K^{-1}) je teplotní součinitel elektrického odporu pro vztažnou teplotu T_0 .

Pro měď je ve zdroji [11] uvedena hodnota teplotního součinitele elektrického odporu $\alpha = 0,0068 K^{-1}$ a měrný elektrický odpor $\rho = 0,0175 * 10^{-6} \Omega m$ při $20^\circ C$. Protože známe rozměry měřeného objektu, můžeme jeho odpor vypočítat.

Měřený objekt má délku $l = 0,14 m$, výšku $v = 0,03 m$ a šířku $s = 0,005 m$



Obrázek 7: Jednoduchý měděný objekt, na kterém byl ověřován princip korekce.

Odpor takového objektu poté vypočítáme ze všeobecné známého vzorce:

$$R_0 = \frac{\rho * l}{v * s} = \frac{0,0175 * 10^{-6} * 0,14}{0,03 * 0,005} = 1,63333 * 10^{-5} \Omega$$

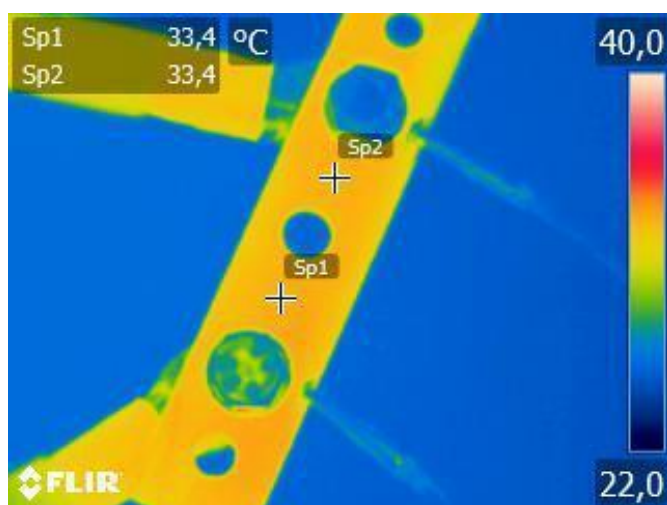
3.1.2 Vlastní experiment

Nejprve je nutné získat vstupní data, která jsou pro korekci nutná. Emisivitu měřeného šroubového spoje ε (–), charakteristický rozměr D (m), teplotu okolí T_0 (°C), teplotu měřeného spoje získanou pomocí termokamery $T_{\text{měřená}}$ (°C), aktuální proud, který měřeným spojem protéká I (A) a jmenovitý proud I_n (A), který může šroubovým spojem protékat.

Vstupní údaje udává následující tabulka, ve které emisivita byla stanovena jako 0,95, protože jsme měřený objekt přestříkali matným sprejem s definovanou emisivitou, charakteristický rozměr byl určen jako svislý rozměr objektu, tedy výška $v = 0,03$ m a měřená teplota $T_{\text{měřená}}$ (°C) byla měřena termokamerou FLIR E50 :

Korekce pro jednoduchý objekt			
ε [-]	0,95	T_0 [°C]	27,4
I [A]	100	I_n [A]	150
$T_{\text{měřená}}$ [°C]		33,4	

Tabulka 2: Vstupní data pro korekci jednoduchého objektu.



Obrázek 8: Termogram jednoduchého objektu po ustálení teplot při proudu 100A.

Následuje korekční výpočet, který byl prováděn v programu Mathematica a je k dispozici v přílohách, zde má pouze ilustrativní charakter. Výpočet je prováděn pro obě závislosti koeficientu přestupu tepla. Nejprve pro koeficient přestupu tepla závislý na součtu a rozdílu teplot:

$$P_{el} = R(T) * I^2 = 2,91087 * 10^{-6} = P_{ochl}$$

$$P_{ochl} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_o + 273)^4)] + \alpha(T)\} \Rightarrow$$

$$2,91087 * 10^{-6} = S * 41,2899 \Rightarrow$$

$$S = 7,04982 * 10^{-8}$$

$$P_{el-nom} = R(T) * I_n^2 = 6,54945 * 10^{-6} = P_{ochl-nom}$$

$$P_{ochl-nom} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_o + 273)^4)] + \alpha(T)\} \Rightarrow$$

$$\mathbf{T = 41,2 \text{ } ^\circ\text{C}}$$

A nyní korekce pro koeficient přestupu tepla závislý na charakteristickém rozměru:

$$P_{el} = R(T) * I^2 = 2,91087 * 10^{-6} = P_{ochl}$$

$$P_{ochl} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_o + 273)^4)] + \alpha(T)\} \Rightarrow$$

$$2,91087 * 10^{-6} = S * 41,6024 \Rightarrow$$

$$S = 6,99687 * 10^{-8}$$

$$P_{el-nom} = R(T) * I_n^2 = 6,54945 * 10^{-6} = P_{ochl-nom}$$

$$P_{ochl-nom} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_o + 273)^4)] + \alpha(T)\} \Rightarrow$$

$$\mathbf{T = 41,4 \text{ } ^\circ\text{C}}$$

Pro ověření správnosti výpočtu nyní zvýšíme proud na proud $I(A)$ na jmenovitý proud $I_n(A)$ a po ustálení teploty změříme teplotu termokamerou:

$T_{\text{kamerou}} \text{ [}^\circ\text{C]}$	41,1
---	-------------

Tabulka 3: Teplota při I_n pro korekci na jednoduchém objektu.

3.1.3 Vyhodnocení experimentu

Shoda naměřené hodnoty teploty při zatížení nominálním proudem se s hodnotou vypočtenou korekcí shoduje pro obě závislosti koeficientu přestupu tepla více než na 99%, což považuji za vynikající výsledek.

Vzmemme-li v úvahu, že termokamera má obecně chybu měření 2°C nebo 2%, přičemž platí větší z obou čísel, je tento výsledek až nad očekávání dobrý.

Více se naměřená hodnota lišila od teploty vypočtené korekcí pro koeficient přestupu tepla závislý na charakteristickém rozměru než pro koeficient přestupu tepla závislý na součtu a rozdílu teplot.

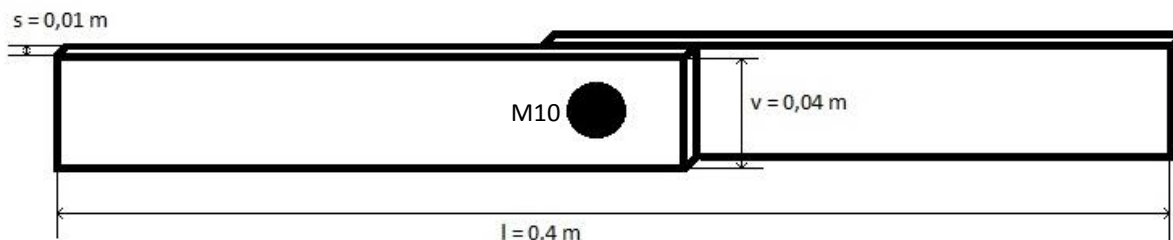
3.2 Ověření principu korekce pro hliníkový šroubový spoj

3.2.1 Teplotní součinitel elektrického odporu

V tomto případě budeme měřit dvě hliníkové pasoviny spojené šroubem o velikosti M10. Přesto, že je odpor soustavy tvořen kromě odporu hliníku také přechodovým odporem spoje, budeme používat jako hodnoty měrného odporu a teplotního součinitele elektrického odporu pouze hodnoty pro samotný hliník. Z principu korekce je totiž vliv odporu soustavy zanedbatelný.

Pro hliník je ve zdroji [11] uvedena hodnota teplotního součinitele elektrického odporu $\alpha = 0,0049 \text{ K}^{-1}$ a měrný elektrický odpor $\rho = 0,02828 * 10^{-6} \Omega m$ při 20 °C. Protože známe rozměry měřeného objektu, můžeme jeho odpor vypočítat.

Měřený objekt má délku $l = 0,40 \text{ m}$, výšku $v = 0,04 \text{ m}$ a šířku $s = 0,01 \text{ m}$



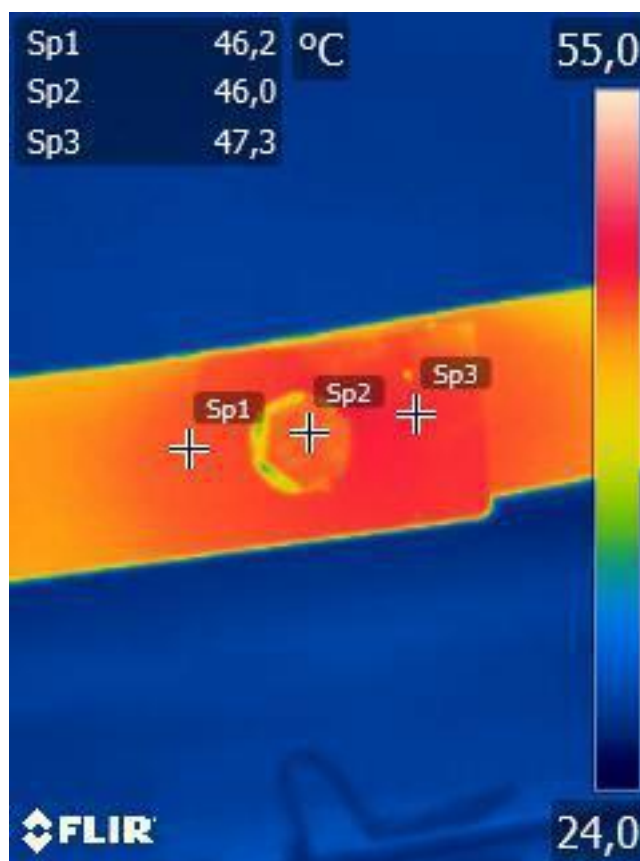
Obrázek 9: Hliníkový šroubový spoj, na kterém byl ověřován princip korekce pro šroubové spoje.

3.2.2 Vlastní experiment

Princip měření je stejný jako v případě jednoduchého objektu. Emisivita byla opět stanovena jako 0,95, protože jsme měřený spoj přestříkali matným sprejem s definovanou emisivitou, charakteristický rozměr byl určen jako svislý rozměr objektu, tedy výška $v = 0,04\text{ m}$ a měřená teplota $T_{\text{měřená}}\text{ (}^{\circ}\text{C)}$ byla opět měřena termokamerou FLIR E50 :

Korekce pro šroubový spoj			
ϵ [-]	0,95	T_0 [$^{\circ}\text{C}$]	24,1
I [A]	130	I_n [A]	165
$T_{\text{měřená}}$ [$^{\circ}\text{C}$]	47,3		

Tabulka 4: Vstupní hodnoty pro měření hliníkového spoje.



Obrázek 10: Termogram hliníkového šroubového spoje po ustálení teplot při proudu 130A.

Následuje korekční výpočet, který byl prováděn v programu Mathematica a je k dispozici v přílohách, zde má pouze ilustrativní charakter. Výpočet je prováděn pro obě závislosti koeficientu přestupu tepla. Nejprve pro koeficient přestupu tepla závislý na součtu a rozdílu teplot:

$$P_{el} = R(T) * I^2 = 1,53239 * 10^{-5} = P_{ochl}$$

$$P_{ochl} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_0 + 273)^4)] + \alpha(T)\} \Rightarrow$$

$$1,53239 * 10^{-5} = S * 153,906 \Rightarrow$$

$$S = 9,95668 * 10^{-8}$$

$$P_{el-nom} = R(T) * I_n^2 = 2,46861 * 10^{-5} = P_{ochl-nom}$$

$$P_{ochl-nom} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_0 + 273)^4)] + \alpha(T)\} \Rightarrow$$

$$\mathbf{T = 59,7 \text{ } ^\circ\text{C}}$$

A nyní korekce pro koeficient přestupu tepla závislý na charakteristickém rozměru:

$$P_{el} = R(T) * I^2 = 1,53239 * 10^{-5} = P_{ochl}$$

$$P_{ochl} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_0 + 273)^4)] + \alpha(T)\} \Rightarrow$$

$$1,53239 * 10^{-5} = S * 153,274 \Rightarrow$$

$$S = 9,99776 * 10^{-8}$$

$$P_{el-nom} = R(T) * I_n^2 = 2,46861 * 10^{-5} = P_{ochl-nom}$$

$$P_{ochl-nom} = S * \{[\varepsilon * \sigma * ((T + 273)^4 - (T_0 + 273)^4)] + \alpha(T)\} \Rightarrow$$

$$\mathbf{T = 59,7 \text{ } ^\circ\text{C}}$$

Pro ověření správnosti výpočtu nyní zvýšíme proud na proud I (A) na jmenovitý proud I_n (A) a po ustálení teploty změříme teplotu termokamerou:

$T_{\text{kamerou}} \text{ [}^\circ\text{C]}$	57,3
---	-------------

Tabulka 5: Teplota při I_n pro korekci na hliníkovém šroubovém spoji.

3.2.3 Vyhodnocení experimentu

V případě hliníkového šroubového spoje již byly rozdíly mezi hodnotami spočítanými pomocí navrhnuté korekce a naměřené hodnoty větší a to 4% pro obě závislosti koeficientu přestupu tepla.

Protože ale chyba při měření termokamerou je obecně 2% a s přihlédnutím k tomu, že hodnoty vypočtené korekcí jsou větší než hodnoty naměřené, což je pro praxi bezpečnější, hodnotím výsledky korekce jako velmi dobré.

4. Závěr

4.1 Zhodnocení korekce

Dle zadání jsem nastudoval problematiku bezdotykového měření teplot, teorii termografických měření a funkce infračervených termografických kamer. Dále jsem se seznámil se současnou teorií pro výpočet oteplení vodičů v závislosti na procházejícím proudu. Navrhl jsem experimenty k ověření korekčních vztahů a navrhl jsem způsob korekce proudem ovlivněných měření. Zadání se mi tedy podařilo splnit v plném rozsahu.

Na základě naměřených a vypočtených hodnot pro korekci proudem ovlivněných termografických měření jsem došel k následujícím závěrům.

Velikost odporu měřené soustavy nehraje vzhledem k principu korekce roli a je tak vhodné znát pouze teplotní součinitel elektrického odporu a měrný odpor materiálu, ze kterého je soustava převážně vyrobena.

Následně je potřeba spočítat rozměry soustavy pro výpočet elektrického odporu a pro stanovení charakteristického rozměru. Ani zde se však není kladen důraz velkou přesností. Neboť elektrický odpor, pro jehož výpočet rozměry potřebujeme, nemá při korekci velký význam. Charakteristický rozměr je poté stanoven jako svislý rozměr soustavy. Tedy největší rozměr soustavy kolmo k zemi.

Stanovení charakteristického rozměru je velmi důležitou částí korekce. Jsou z něj odvozeny vztahy pro závislost koeficientu přestupu tepla a počítá se s tím i přímo v korekci. Je to tedy důležitý parametr, jehož nepřesné určení by mohlo výsledky korekce učinit nepoužitelnými.

4.2 Použití korekce pro praxi

V elektrotechnické praxi by technik provádějící korekci pracoval podle následujícího postupu:

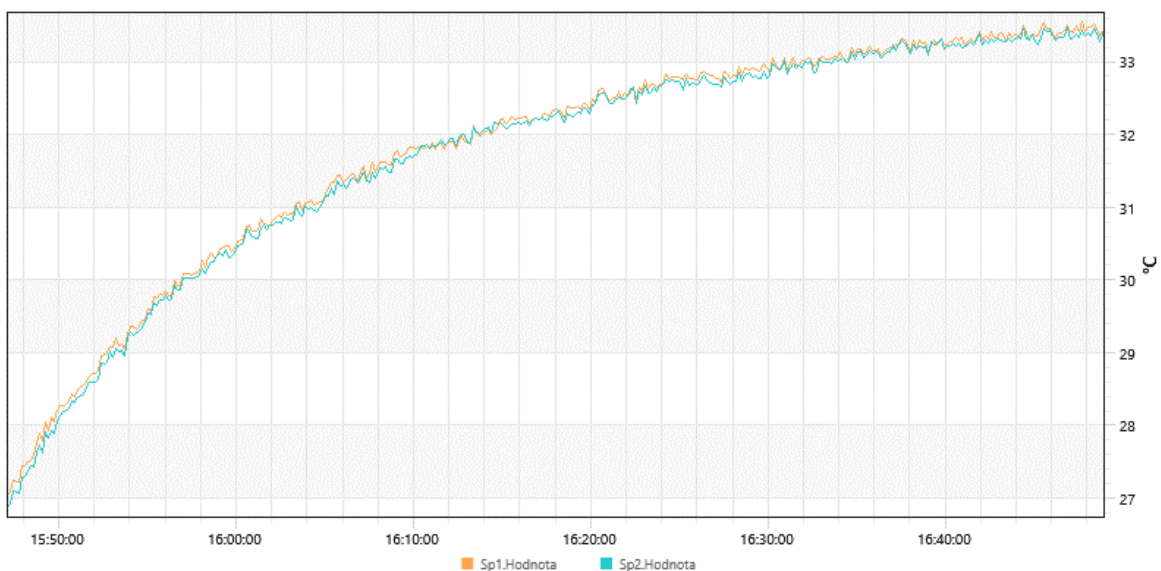
- 1) Zjistit z jakého materiálu je spoj vyroben a vyhledat teplotní součinitel elektrického odporu a měrný odpor materiálu.
- 2) Zjistit hodnotu emisivity a to buď měřením dle normy ČSN ISO 18434-1 nebo nastavením hodnoty emisivity pro příslušný objekt přímo v používané termokameře.
- 3) Změřit alespoň přibližně rozměry šroubového spoje pro výpočet elektrického odporu a elektrický odpor vypočítat.
- 4) Stanovit a co nejpřesněji změřit charakteristický rozměr měřeného spoje.
- 5) Zaznamenat teplotu okolí.
- 6) Zjistit a zapsat hodnotu nominální proudu pro daný spoj.
- 7) Provést korekci ve vhodném výpočetním programu. Ideálně s využitím kódu pro korekci, který je uvede v přílohách této práci.

5 Seznam použité literatury

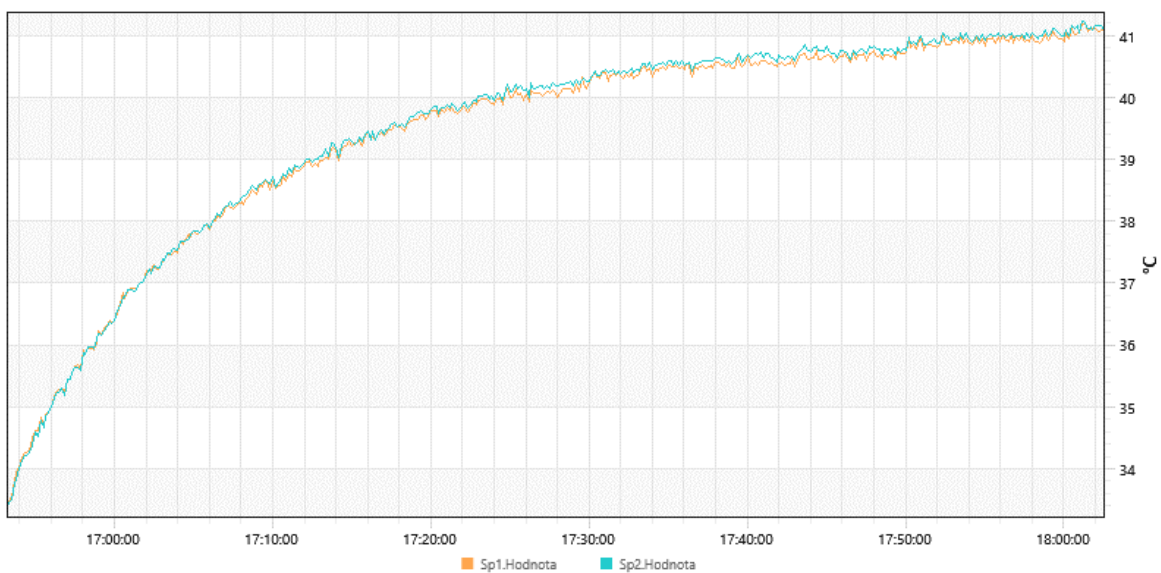
- [1] Bc. SUMARA, Jan. Termografie v elektroenergetice. Praha, 2012. Diplomová práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta elektrotechnická.
- [2] Ing. SOVA, Jan. Kontrola elektrických instalací během plného provozu pomocí termokamery. All for power. 2014, 8, č. 1. s. 122-124. ISSN 1802-8535
- [3] Vizualizační a optické měřicí metody. Doc. Ing. PAVELEK, CSc., Milan, Doc. Ing. JANOTKOVÁ, CSc., Eva, Ing. ŠTĚTINA, Josef. [online]. [cit. 2015-03-05]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/users/pavelek/optika/>
- [4] Pomocné texty k přednáškám z teorie elektromagnetického pole ZS 2013/2014 Verze 12. 11. 2013. Doc. Ing. PANKRÁČ, CSc., Vítězslav. [online]. [cit. 2015-03-06]. Dostupné z: http://www.elmag.org/sites/default/files/users/pankrac/files/text_A1B17EMP.pdf
- [5] N. A. Michejev: Základy sdílení tepla. Státní technické nakladatelství. Praha 1952
- [6] ČSN ISO 18434-1, Monitorování stavu a diagnostika strojů - Termografie - Části 1: Všeobecné postupy
- [7] Přenos tepla. Doc. Ing. PAVELEK, CSc., Milan, Doc. Ing. JANOTKOVÁ, CSc., Eva, Ing. ŠTĚTINA, Josef. [online]. [cit. 2015-03-06]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/skripta/termomechanika/teorie/T10-01.pdf>
- [8] Přenos tepla a látky. [online]. [cit. 2015-03-06]. Dostupné z: http://webfyzika.fsv.cvut.cz/PDF/prednasky/prenos_tepla.pdf
- [9] ZEMBOL, Filip. Analýza parametrů infračerveného zobrazení. Brno, 2011. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav biomedicínského inženýrství.
- [10] ŠEDIVÝ, Přemysl. Teplotní závislosti fyzikálních veličin. Vydavatelství MAFY Hradec Králové. [online]. [cit. 2015-03-21]. Dostupné z: <http://fyzikalniolympiada.cz/texty/teplota.pdf>
- [11] Měrný odpor. [online]. [cit. 2015-04-17]. Dostupné z: <http://www.converter.cz/tabulky/merny-odpor.htm>

Přílohy

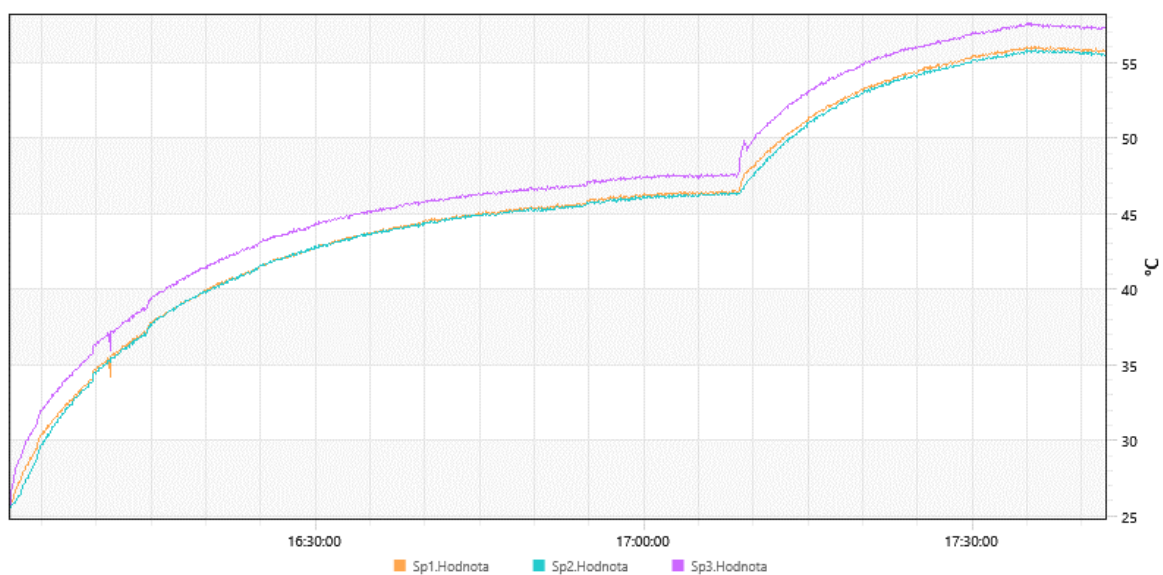
- [1] Graf průběhu teplot v závislosti na čase při měření na jednoduchém objektu s ustálením teplot při zatížení proudem 100 A. Graf byl vykreslen v programu FLIR Tools.



- [2] Graf průběhu teplot v závislosti na čase při měření na jednoduchém objektu s ustálením teplot při zatížení proudem 150 A. Graf byl vykreslen v programu FLIR Tools.



[3] Graf průběhu teplot v závislosti na čase při měření na hliníkovém šroubovém spoji s ustálením teplot při zatížení proudem 130 a následně 150 A. Graf byl vykreslen v programu FLIR Tools.



[4] Fotografie experimentálního pracoviště, na kterém byla prováděna všechna měření.

