

Vysoká škola strojní a textilní v Liberci
nositelka Řádu práce

Fakulta strojní
Obor 23-07-08

Strojírenská technologie

zaměření

strojírenská metalurgie

Katedra materiálů a strojírenské metalurgie

SDÍLENÍ TEPLA V OCELI ZA PODMÍNEK VELMI
RYCHLÉHO OHŘEVU

KMM 197

Miroslava Rotterová

Vedoucí diplomové práce : ing. Vendula Štefanová
VŠST Liberec

Rozsah práce a příloh

Počet stran : 54
Počet tabulek : 4
Počet obrázků : 25

23.května 1986

Vysoká škola: **strojná a textilní** V Liberci Fakulta: **strojná**
Katedra: **materiálu a strojírenské** Školní rok: **1985/86**
metalurgie

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

pro **Miroslava R O T T E R O V Á**
obor **strojírenská technologie**

Vedoucí katedry Vám ve smyslu nařízení vlády ČSSR č. 90/1980 Sb., o státních závěrečných zkouškách a státních rigorózních zkouškách, určuje tuto diplomovou práci:

Název tématu: **Sdílení tepla v oceli za podmínek velmi rychlého ohřevu**

Zásady pro vypracování:

1. Proveďte rešerši na uvedené téma.
2. Navrhněte aparaturu a metodiku měření rychlých teplotních změn
3. Realizujte měření na vybrané uhlíkové oceli
4. Vyhodnoťte výsledky

VYSOKÁ ŠKOLA STROJNÍ A TEXTILNÍ
Ústřední knihovna
LIBEREC 1, STUDENTSKÁ
PSČ 461 17

V 205/86 S

Rozsah grafických prací: tabulky, grafy, schemata

Rozsah průvodní zprávy: 40 - 50 stran textu

Seznam odborné literatury:

- /1/ ŠARIN, S.N.: Sdílení tepla
- /2/ KREMER, R., OBROUČKA, K.: Ohřev kovů
- /3/ MENSON : Těmperaturnyje napraženiya i malociklovaja ustalost'.

Vedoucí diplomové práce: Ing. Vendula Štefanová

Datum zadání diplomové práce: 9.9.1985

Termín odevzdání diplomové práce: 23.5.1986



Alaxin

Doc.Ing. Ján Alaxin, CSc

Vedoucí katedry

Alaxin
Doc.Ing. Ján Alaxin, CSc

Děkan

Liberci

3.9.

85

V dne 19.....

Místopřísežné prohlášení

Místopřísežně prohlašuji, že jsem diplomovou práci
vypracovala samostatně s použitím uvedené literatury.

Miroslava Rodličková

podpis

V Liberci dne 23. května 1986

O B S A H

1.	Seznam použitých značek a symbolů	str.5
2.	Úvod	7
3.	Sdílení tepla v kovech	8
3.1.	Fyzikální vlastnosti kovů a slitin při různých teplotách	8
3.2.	Přenos tepla zářením	13
3.2.1.	Absorpce paprsků laseru	16
3.2.2.	Vliv jakosti povrchu na odrazivost lase- rového záření	17
3.3.	Sdílení tepla vedením	18
3.3.1.	Matematický model teplotního pole při Rychloohřevu laserem	20
4.	Měření rychlých teplotních změn v oceli..	23
4.1.	Měření teploty pomocí termoelektrických teploměrů	24
4.2.	Chyby měření	25
5.	Experimentální část	27
5.1.	Cejchování obrazovky osciloskopu OPD 600..	27
5.2.	Příprava vzorků pro vlastní měření	29
5.3.	Schema zapojení vlastního experimentu ...	31
5.4.	Diskuze dosažených výsledků	33
5.4.1.	Porovnání experimentu s teorií	50
6.	Závěr	51
7.	Použitá literatura	53
8.	Poděkování	54

1. SEZNAM POUŽITÝCH ZNAČEK A SYMBOLŮ

značka	význam	rozměr
λ_T	tepelná vodivost při teplotě T	$W.m^{-1}.K^{-1}$
ξ	korekční součinitel	1
λ_0	tepelná vodivost při $T=0^{\circ}C$	$W.m^{-1}.K^{-1}$
c	měrné teplo	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
i_O^T	entalpie při teplotě T	J
$c_{T_1}^{T_2}$	měrné teplo v intervalu teplot	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
T	teplota	K , $^{\circ}C$ $0^{\circ}C = 273,15 K$
ρ_0	měrná hmotnost při teplotě $T = 0^{\circ}C$	$kg.m^{-3}$
ρ_T	měrná hmotnost při teplotě T	$kg.m^{-3}$
β	součinitel lineárního šíření	K^{-1}
a	součinitel teplotní vodivosti	$m^2.s^{-1}$
T_m	průměrná teplota oceli	$^{\circ}C$
f_s	součinitel tepelné setrvačnosti	$J.m^{-2}.s^{-0,5}.K^{-1}$
ϵ	energie záření fotonu	J
h	Planckova konstanta	$6,62.10^{-34}.J.s$
ν, f	kmitočet záření	Hz
m	hmotnost	kg
k	Boltzmanova konstanta	$1,38.10^{-23}.J.K^{-1}$
F	vnější síla	N
F_x	vnější síla ve směru osy x	N
e.E	síla pole světelné vlny	N
t, τ	čas	s
ω	kmitočet světelné vlny	s^{-1}
Q	celková zářivá energie	J

Q_A	energie pohlcená tělesem	J
Q_R	energie odražená tělesem	J
Q_D	energie prošlá tělesem	J
A	poměrná pohltivost	1
R	poměrná odrazivost	1
D	poměrná průteplivost	1
I_x	intenzita záření v hloubce x	$W \cdot m^{-2}$
I_0	intenzita záření v hloubce x=0	$W \cdot m^{-2}$
α	koeficient pohltivosti	m^{-1}
λ	vlnová délka	m
k_A	index absorpce	-
n	index lomu	-
q	měrný tepelný tok	$W \cdot m^{-2}$
q_{ved}	vektor přenosu tepla	J
q_{zdr}	měrný výkon tepelného zdroje	$W \cdot m^{-2}$
ΔT	Laplaceův diferenciální operátor	-
q_0	výkon laseru	W
v	rychlost pohybu zdroje	$m \cdot s^{-1}$
r	radius vektor	m
$\mathcal{V}$	dynamická chyba měření	K
U	termoelektrické napětí	V
$\mathcal{V}_S$	teplota studeného spoje	$^{\circ}C$
$\mathcal{V}_T$	teplota teplého spoje	$^{\circ}C$
k_u	konstanta úměrnosti	1
τ_Z	časová konstanta systému	s
$\tau_{\check{c}}$	časová konstanta čidla	s
x,y,z,	souřadný systém zdroje tepla	-
x',y',z'	souřadný systém materiálu	-

2. ÚVOD

Hlavním cílem Komunistické strany Československa je zvyšovat životní úroveň lidu, uspokojovat hmotné a duchovní potřeby obyvatelstva na kvalitativně vyšším stupni. Zabezpečení tohoto cíle je založeno na urychlení sociálně ekonomického rozvoje cestou intenzifikace, která vyjadřuje uplatnění vědeckotechnického pokroku především na zavádění nových progresivních technologií, umožňujících výrazné zvýšení produktivity práce a snížení pracnosti výroby, pokles materiálové a energetické náročnosti výroby.

Jednou z takových technologií se u nás v oblasti strojírenství v budoucnu stane tepelné zpracování součástí rychloohřevem (pomocí laserového paprsku, elektronového paprsku, elektrickou energií nebo plastickým přetvářením krystalové mřížky), kterého se již ve světě užívá. Zvláštností rychloohřevu je to, že při tomto způsobu tepelného zpracování se dosahuje vysokých rychlostí ohřevu (2×10^4 °C / sec.). Následným rychlým ochlazením je často dosaženo nových strukturních stavů zpracovávaného materiálu, které nejsou dosažitelné konvenčními technologiemi. Odtud pak vyplývají nové mechanické, chemické, fyzikální a technologické vlastnosti.

Obsahem této práce je studium dějů při rychloohřevu, a to především problematika tepelných dějů v tepelně zpracovávaném materiálu. Stěžejním úkolem je pak návrh aparatury a metodiky měření rychlých teplotních změn materiálu a realizování měření na uhlíkové oceli.

Závěrem práce by mělo být vyhodnocení těchto výsledků názornou formou a porovnání experimentu s dosavadní teorií.

3. SDÍLENÍ TEPLA V KOVECH

3.1. Fyzikální vlastnosti kovů a slitin při různých teplotách

Slodovat ohřev nebo ochlazování kovů a slitin patří do oblasti nestacionárních pochodů , tedy k nejsložitějším případům sdílení tepla.

Cílem ohřívacího pochodu je ohřát těleso na požadovanou teplotu s přípustnou nerovnoměrností teplotního pole v průřezu ohřívaného tělesa, a to tak, aby se povrch tělesa minimálně okysličil a oduhličil a celistvost tělesa nenarušila většími nebo menšími trhlinkami.

Aby byly splněny technickohospodářské ukazatele, je nutno vést ohřev s minimální spotřebou energie. Správné určení technických možností a ohřívacích rychlostí závisí na fyzikálních vlastnostech ohřívaných kovů nebo slitin a na jejich změně s teplotou, z nichž nejdůležitější jsou:

- a/ tepelná vodivost,
- b/ měrné teplo,
- c/ měrná hmotnost
- d/ teplotní vodivost.

a/ Tepelná vodivost kovů

Tato veličina charakterizuje schopnost kovu vést teplo. Závisí na kmitavém pohybu molekul, volné dráze elektronů a rozložení atomů v krystalické mřížce, proto čisté kovy mají větší tepelnou vodivost než slitiny, neboť mají delší volné dráhy elektronů a pravidelnější rozložení atomů v krystalické mřížce.

Tepelná vodivost ocelí závisí na složení oceli, její teplotě, struktuře, homogenitě a také na podmínkách zpracování.

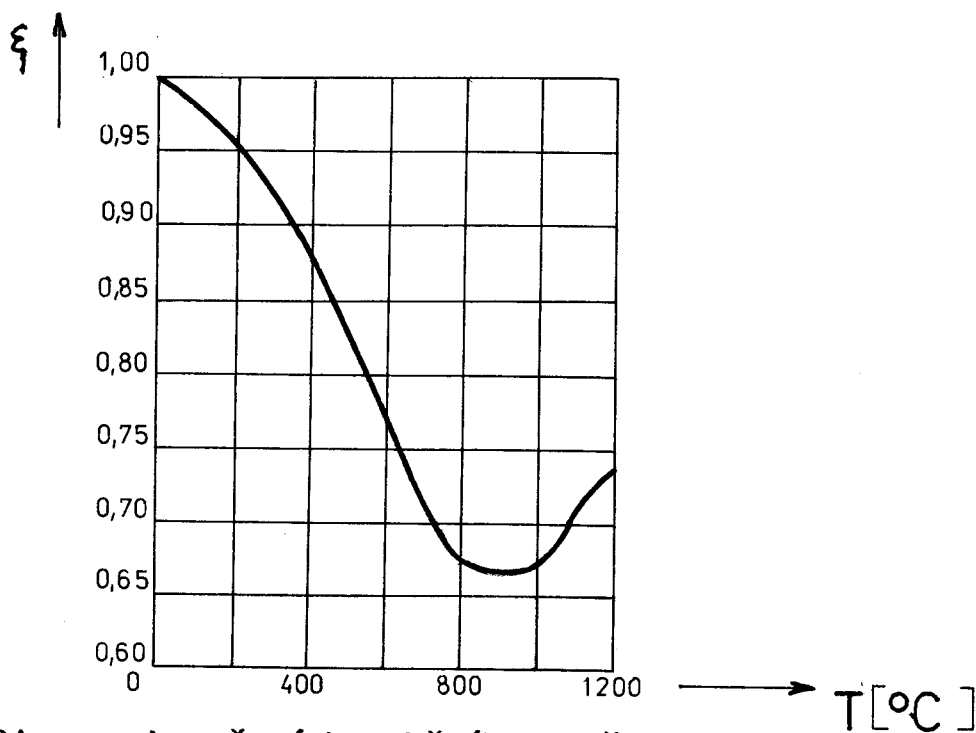
Zvýšení teploty vede ke zkrácení délky volné dráhy elektronů, takže čisté kovy i uhlíkové oceli mají nižší tepelnou vodivost.

Se stoupající teplotou tepelná vodivost uhlíkových ocelí klesá tím více, čím vyšší byla vodivost oceli při pokojové teplotě. Minimální hodnota této veličiny uhlíkových ocelí odpovídá teplotě 800°C - 1000°C, pak nepatrně vzrůstá /1/. Se stoupajícím obsahem uhlíku tepelná vodivost klesá. Legované oceli jsou méně vodivé než uhlíkové. Se vzrůstem teploty se tepelná vodivost legovaných ocelí mění různě podle obsahu příměsí (Cr, Ni - nejvíce snižují tepelnou vodivost).

Pro uhlíkovou ocel lze při dané teplotě tepelnou vodivost vypočítat podle /1/ z rovnice :

$$\lambda_T = \xi \cdot \lambda_0 \quad (1)$$

Korekční součinitel ξ určíme z následujícího grafu /obr.1/



Obr.1 Diagram k určení korekčního součinitele

Tepelnou vodivost při teplotě 0°C λ_0 určíme z rovnice :

$$\lambda_0 = \frac{419}{5,74 + 2,43 \cdot C + 5,09 \cdot \text{Si} + 2,46 \cdot \text{Mn}}, \quad (2)$$

pro oceli s obsahem $C > 0,4\%$

$$\lambda_0 = \frac{419}{4,4 + 8,7 \cdot C + 3,67 \cdot \text{Si} + 1,9 \cdot \text{Mn}}. \quad (3)$$

b) Měrné teplo a tepelný obsah kovů

Měrné teplo oceli závisí na chemickém složení, teplotě a struktuře.

Pro určení měrného tepla u uhlíkových ocelí pro teplotní rozmezí $0^{\circ}\text{C} - 100^{\circ}\text{C}$ můžeme podle /1/ použít vzorce :

$$c = 4,6667 + 0,01905 \cdot C, \quad (4)$$

kde C je obsah uhlíku v %.

Do teplot 500°C roste měrné teplo ocelí rovnoměrně a zvolna, nad touto teplotou pak prudčeji a v rozmezí teplot $700^{\circ}\text{C} - 900^{\circ}\text{C}$ tvoří výrazné maximum, které je způsobeno tepelnými účinky přeměn.

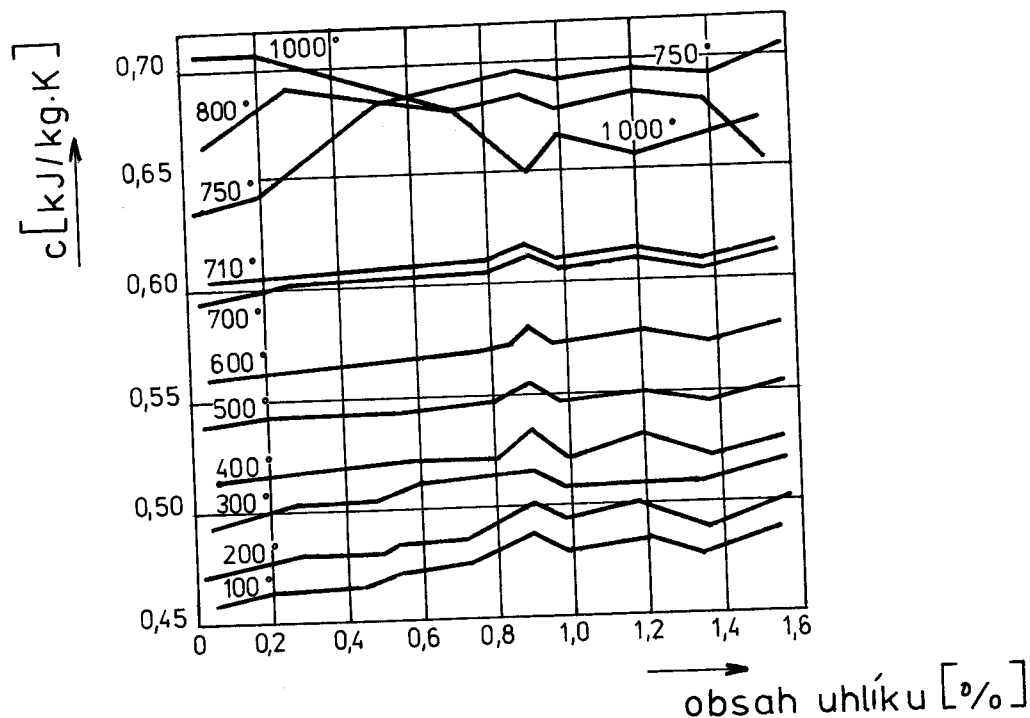
Se zvyšující teplotou měrné teplo uhlíkových i legovaných ocelí roste. V kritickém intervalu teplot (zde probíhají strukturní změny) nastává kolísání měrného tepla. Jeho značné zvýšení nastává v kritickém teplotním intervalu u uhlíkových ocelí.

Závislost mezi středním měrným teplem a tepelným obsahem, tj. entalpií kovu, můžeme vyjádřit dle /1/ takto :

$$c_{T_1}^{T_2} = \frac{i_o^{T_2} - i_o^{T_1}}{T_2 - T_1}, \quad (5)$$

kde i_0^T je entalpie při teplotě T a T_2 a T_1 vyjadřují rozmezí teplot.

Závislost středního měrného tepla uhlíkových ocelí na teplotě a obsahu uhlíku pak ukazuje obrázek 2.



Obr.2 Závislost středního měrného tepla uhlíkových ocelí na teplotě a obsahu uhlíku.

c) Měrná hmotnost kovů

Zvýšení měrné hmotnosti kovu vede k pohlcení většího množství tepla ve stejném objemu tělesa, v tomto případě je nutné prodloužit dobu ohřevu kovu.

Měrná hmotnost oceli závisí na chemickém složení, struktuře a teplotě a můžeme ji vypočítat ze vztahu /1/ takto :

$$\rho_0 = 7876 - 40 \cdot C - 16 \cdot \text{Mn} - 73 \cdot \text{Si} - 164 \cdot \text{S} - 117 \cdot \text{P} + 11 \cdot \text{Cu} + 4 \cdot \text{Ni} + \text{Cr} + 95 \cdot \text{W} - 120 \cdot \text{Al} + 100 \cdot \text{As}, \quad (6)$$

kde C, Mn... je obsah uhlíku, manganu ... v %, ρ_0 s teplotou klesá v závislosti na hodnotě součinitele

lineárního šíření :

$$\rho_T = \frac{\rho_0}{1 + 3 \cdot \beta \cdot T} \quad (7)$$

d) Součinitel teplotní vodivosti

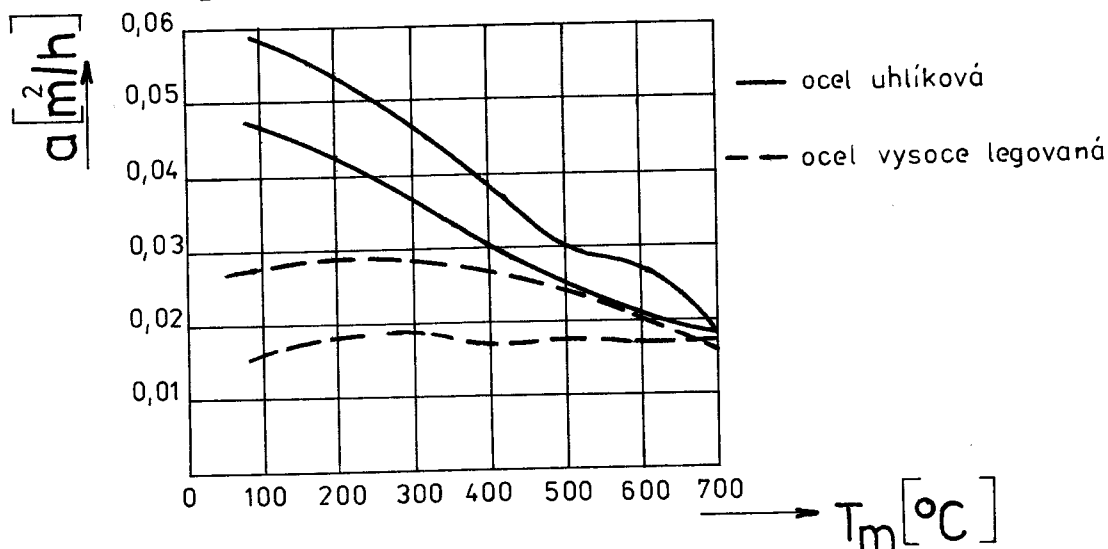
Experimentální práce dokázaly, že rychlost teplotních změn je přímo úměrná tepelné vodivosti λ a nepřímo úměrná součinu $c \cdot \rho$. Veličina, která tuto závislost zachycuje a charakterizuje rychlost teplotních změn ohřívaného tělesa, se nazývá součinitel teplotní vodivosti a .

Matematické vyjádření :

$$a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} \quad (8)$$

Součinitel teplotní vodivosti oceli se mění se změnou teploty a s obsahem uhlíku. Protože měrná tepla kovů se prudce mění v oblasti kritických bodů, mění se i součinitel teplotní vodivosti skokem těchto teplotních rozmezí.

Na obr.3 je zobrazena závislost součinitele teplotní vodivosti na teplotě.



Obr.3 Závislost součinitele teplotní vodivosti na teplotě

Součinitel teplotní vodivosti^{12e} v některých případech nahradit součinitelem tepelné setrvačnosti f_s , který je definován podle /1/ vztahem :

$$f_s = \sqrt{c \cdot \rho \cdot \lambda} \quad (9)$$

výhodou tohoto součinitele je jeho malá změna s teplotou. Klesá-li jedna veličina (λ , ρ), stoupá druhá (c). Bylo prokázáno, že nejde o nahodilý, ale zákonitý jev, platný pro kovy.

3.2. Přenos tepla zářením

Mezi různými druhy záření zaujímá zvláštní místo tepelné záření. Tento druh je určen tepelným stavem - teplotou zářícího tělesa. Ve spektru tepelného záření se mohou vyskytovat všechny frekvence elektromagnetického vlnění, které odpovídají energetickému stavu látkových částic.

Přenos energie zářením má charakter korpuskulární a charakter vlnivý. Korpuskulární přenos zajišťují fotony pohybující se rychlostí světla a přenášející kvantum energie

$$\xi = h \cdot \nu \quad , \quad (10)$$

kde h je Planckova konstanta,

ν je kmitočet záření,

Vlnivý přenos zprostředkuje elektromagnetické vlnění, které se prostorem šíří rychlostí světla.

Záření můžeme označit jako základní vlastnost hmotných těles. Každé těleso nepřetržitě vyzařuje zářivou energii.

Vyzářená energie, která dopadne na povrch nějaké soustavy, přispěje k rozkmitání jejích molekul, a tedy i k zvýšení kinetické energie. Pak pohybová rovnice elektronu

za působení vnější síly podle literatury /5/ je:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -kr - l \frac{dr}{dt} + F, \quad (11)$$

pro velmi dlouhé světelné vlny je $m \frac{d^2 r}{dt^2} + l \cdot \frac{dr}{dt}$ výraz malý vzhledem k výrazu kr , takže posuv je možný počítat z rovnice:

$$-kr + F = 0. \quad (12)$$

Pro izotropní látky stačí brát rovnici pro složku ve směru osy x

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + l \frac{dx}{dt} + kx = F_x, \quad (13)$$

vnější síla je funkcí času

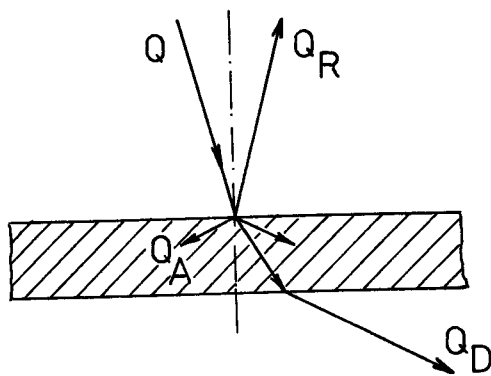
$$F_x = e \cdot E \cdot e^{it\omega}, \quad (14)$$

kde eE je síla pole světelné vlny,

ω je kmitočet světelné vlny.

Tato rovnice (14) předpokládá, že výchylka elektronu je stále velmi malá vzhledem k vlnové délce, neboť síla je závislá jen na čase, nikoliv na poloze elektronu v jeho dráze. Tento předpoklad je vždy splněn, poněvadž elektron během kmitání atom neopustí.

Dopadne-li zářivá energie Q na povrch tělesa, bude její část Q_A tělesem pohlcena, absorbována. Na povrchu tělesa dojde k odražení části Q_R dopadající energie a další část Q_D bude tělesem propuštěna /obr.4/.



Obr. 4 Schema rozdělení dopadající energie.

Tento jev můžeme popsat dle /4/ rovnicí :

$$Q_A + Q_R + Q_D = Q, \quad (15)$$

úpravou dostaneme :

$$\frac{Q_A}{Q} + \frac{Q_R}{Q} + \frac{Q_D}{Q} = 1, \quad (15a)$$

kde $\frac{Q_A}{Q}$ je poměrná tepelná pohltivost tělesa A,

$\frac{Q_R}{Q}$ je poměrná tepelná odrazivost R,

$\frac{Q_D}{Q}$ je poměrná průteplivost D.

Tyto veličiny jsou bezrozměrné a mění se v mezích od 0 do 1. Je-li $A = 1$, pak $R = 0$, $D = 0$ a celá dopadající energie je pohlcena tělesem. Takové těleso se nazývá dokonale černým. Je-li $R = 1$, pak $A = 0$, $D = 0$ a celá dopadající energie se odráží, přitom je-li odraz pravidelný, je takové těleso zrcadlové, je-li odraz rozptýlený, difuzní, je těleso dokonale bílé.

Je-li $D = 1$, pak $A = 0$, $R = 0$ a celá dopadající energie prochází tělesem. Takové těleso se nazývá diatermní.

Hodnoty poměrné pohltivosti, odrazivosti a průteplivosti závisí na vlastnostech tělesa, jeho teplotě a délce vln, které těleso vysílá. Tuhá tělesa a kapaliny jsou neprůteplivé, tj. $D = 0$. V tomto případě podle /4/ platí :

$$A + R = 1. \quad (16)$$

Z rovnice (16) plyne, že odráží-li těleso dobře dopadající energii, pak ji špatně pohlcuje a naopak. Bílý povrch dobře odráží jen viditelné paprsky. Pro pohltivost a odraznost má větší význam stav povrchu než barva. Nezávisle na barvě je odrazivost hladkých a leštěných povrchů mnohonásobně větší než drsných.

K zvětšení pohltivosti těles se natírá jejich povrch tmavou barvou, avšak tato úprava nikdy nevytvoří dokonale černé těleso, které se zavádí do teoretických úvah jako představa sloužící k odvození zákonů záření.

3.2.1. Absorpce paprsků laseru

Všechny postupy zpracování materiálu pomocí laseru jsou založeny na pohlcování záření povrchem součásti. Znalost podílu energie záření pohlcené povrchem materiálu je potřebná pro volbu parametrů zpracování.

Intenzita záření I_x v hloubce x , která prošla materiálem se řídí zákonem Bouguera :

$$I_x = I_0 \exp (- \alpha x) , \quad (17)$$

kde I_0 je intenzita záření v hloubce $x = 0$,

α je koeficient pohlcení záření.

Velká část kovů ve viditelné a infračervené oblasti spektra $\lambda < 0,1 \mu\text{m}$ a značná část organických sloučenin při délce vlny $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ pohlcuje energii ve vrstvě o tloušťce menší než je $1 \mu\text{m}$ /5/.

Proto prakticky pro všechny materiály můžeme počítat s tím, že pohlcené laserové záření probíhá na povrchu a přenos energie do hloubky je zprostředkován vedením (kondukcí) tepla.

Je známo, že elektrony s vysokou energií pronikají v pevných tělesech znatelně hlouběji. Podle literatury /5/ při energii 150 keV hloubka proniknutí je $100 \mu\text{m}$. V tomto případě rychlost postupu energie může být značně vyšší než je sdílení tepla vedením, za podmínek dostatečně rychlého odstranění roztaveného materiálu z povrchu. Při vysokých hustotách výkonu (jak ^u laserového tak i u elektronového paprsku) a zdroje může nastat vypaření a rozstřík materiálu.

Převodu tepla během laserového ohřevu se dosahuje inverzním Bremsstrahlung efektem /5/, tj. fotony laserového paprsku interagují s volnými elektrony substrátu, tak zvyšují energetické stavy elektronů vodivostního pásu. Následný mechanismus převodu tepla je stejný jako klasická tepelná vodivost.

3.2.2. Vliv jakosti povrchu na odrazivost laserového záření

Mnohé materiály se jeví jako nevhodné pro laserové zpracování vlivem vysoké odrazivosti. V tabulce 1 z literatury /5/ jsou ukázány hodnoty odrazivosti některých materiálů při vlnových délkách určitých laserů. Z tabulky vyplývá, že značná část kovů odráží záření o vlnové délce 10,6 μm a jen několik % dopadající energie se pohltí. Proto se dala přednost pevným laserům Nd^{3+} a Cr^{3+} před CO_2 lasery.

Tabulka č.1 Hodnoty odrazivosti vybraných materiálů

délka vlny $[\mu\text{m}]$	Au	Cu	Al	Fe	Ni
0,4880(ArII)	0,415	0,437	-	-	0,597
0,6943(Cr^{3+})	0,930	0,831	-	0,575	0,676
1,06 (Nd^{3+})	0,981	0,901	0,733	0,650	0,741
10,6 (CO_2)	0,975	0,984	0,970	-	0,941

Kvalita zpracování povrchu i dynamika procesů odstraňování materiálu mají velký vliv na odrazivost povrchu. Například se ukazuje, že koeficient odrazivosti Cu při vlnové délce $\lambda = 0,6943 \mu\text{m}$ se sníží z 95% na 20% při okysličení a drsnost povrchu značně zvýší hloubku proniknutí energie/5/.

Přesné hodnoty koeficientu odrazivosti jsou tehdy, jestliže těleso je v chladném stavu. Při vysoké hustotě

výkonu vzniká plazma a efektivní koeficient odrazivosti se prudce snižuje. Z toho plyne, že uvedené tabulkové hodnoty /tab.1/ mohou být používány jen pro odhad pohltivosti hladkých neokysličených povrchů při nízkých výkonech.

Vysoká odrazivost kovů se vysvětluje tím, že dopadající světelnou energií se uvedou nezávislé volné elektrony v kovu do vynucených kmitů, jimi vytvořené vlny se skládají s dopadajícími, takže procházející vlna se zruší a téměř všechna energie se odráží. Energie světelné vlny se pak mění v teplo, to je tím větší, čím má kov menší elektrickou vodivost /6/. Z tohoto hlediska je každý kov charakterizován konstantami : indexem absorpce k_A a indexem lomu n . Pro index absorpce k_A platí :

$$k_A = \frac{n\alpha}{4\pi} \quad (19)$$

Odrazivost R kovu při kolmém dopadu záření můžeme vyjádřit vztahem podle /6/ :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k_A^2}{(n+1)^2 + k_A^2} \quad (20)$$

Pohltivost záření zvýšíme aplikací absorbujících povlaků, kterým, mají dobrou tepelnou vodivost a jejichž pohltivost závisí na tloušťce jejich vrstvy, drsnosti a přilnavosti k substrátu. Jako povlaky se používají černé organické nátěry, prášek grafitu, grafitové nátěry, fosfáty Zn a Mn.

3.3. Sdílení tepla vedením

Přenos tepla vedením v libovolném tělese má podle podmínek různý charakter. Šíří-li se teplo tak, že se teplo-
ta v jednotlivých místech tělesa časově mění, hovoříme o nestacionárním procesu přenosu tepla.

Základní veličinou pro stanovení přenosu tepla v tělese je měrný tepelný tok, podle /4/ je dán vztahem :

$$q = - \lambda \nabla T , \quad (21)$$

kde λ je součinitel tepelné vodivosti,

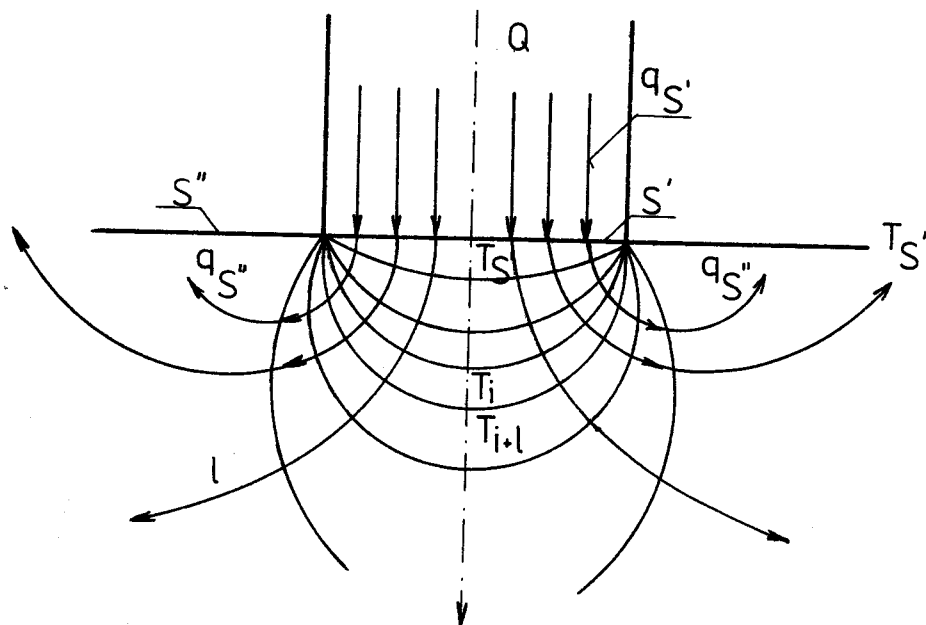
∇T je gradient teploty.

Řešením úlohy, týkající se teorie vedení tepla, je rozložení teplot v tělese :

$$T (x , y , z , \tau) . \quad (22)$$

V tělese pak lze v libovolném časovém okamžiku vytknout vrstvy ohraničené plochami o stejné teplotě T_i , T_{i+1} se stejným teplotním spádem mezi povrchy odpovídajících vrstev T_i ,

T_{i+1} /obr.5/. Souhrn těchto izotermických ploch představuje teplotní pole tělesa. Při ohřívání nebo ochlazování tělesa se v jednotlivých místech mění teplota v závislosti na čase, tím se také mění místní rozložení izotermických ploch. Teplotní pole v tomto případě je nestacionární.



Obr.5 Teplotní pole při šíření tepla vedením.

Tepelná bilance jednotkového objemu tělesa podle literatury /4/ vede k diferenciální rovnici :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\rho c_v T) + \operatorname{div} q_{\text{ved}} = q_{\text{zdr}} \quad , \quad (23)$$

kde q_{ved} je vektor přenosu tepla a platí $q_{\text{ved}} = - \lambda \Delta T$,
 q_{zdr} je měrný výkon tepelného zdroje.

Časová změna teploty v libovolném místě tělesa vyvolaná přenosem tepla a zdrojem energie se dá popsat následujícím matematickým vztahem :

$$\frac{\partial (\rho c_v T)}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + - \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (24)$$

Je-li teplotní vodivost tělesa konstantní, je možno rovnici přepsat na :

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \left(- \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + - \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + - \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad , \quad (25)$$

nebo

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \Delta T \quad , \quad (26)$$

kde ΔT je Laplaceův diferenciální operátor.

Při řešení konkrétní úlohy pak hledáme parciální řešení (26) s přihlédnutím k počátečním a okrajovým podmínkám.

3.3.1. Matematický model teplotního pole při rychloohřevu laserem.

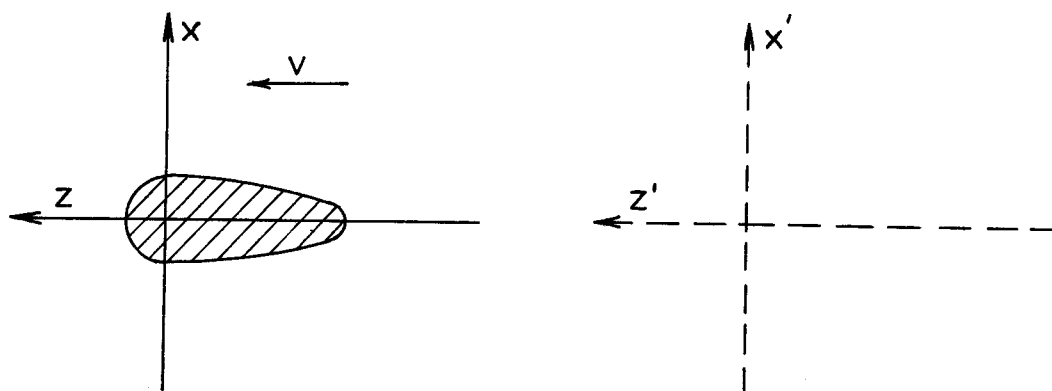
Tato kapitola by měla být shrnutím dosavadních výsledků a měla by konfrontovat s experimentální částí.

Níže uvedený řešený model teplotního pole (28) oceli při rychloohřevu laserem předpokládá natavení povrchu materiálu u polokonečného tělesa ($y \leq 0$).

Použitý tepelný zdroj se bude rovnoměrně pohybovat po povrchu tělesa určitou rychlostí v ve směru osy z . Tento zdroj má konstantní výkon, je to tepelný zdroj kladný (teplo se šíří od něho), vnější (na povrchu tělesa), nepřetržitě působící po určitou dobu (kontinuální laser).

Dále tento model předpokládá teplotu roztavené fáze v každém bodě na povrchu stejnou (T_m). Pro teplotu $T < T_m$ bude charakter teplotního pole analogický s případem bodového zdroje.

Teplotní závislosti materiálových konstant nejsou uvažovány. Souřadný systém x, y, z je pevně vázán se zdrojem tepla. Systém x', y', z' je pak pevně vázán s materiálem. Schema úlohy je na obrázku č.6.



Obr.6 Schema úlohy.

V systému souřadnic x, y, z potom platí rovnice vedení tepla bez časové závislosti:

$$\Delta T + \frac{v}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad . \quad (27)$$

Dosažením okrajových podmínek a postupnými matematickými

úpravami dospějeme podle /7/ k výslednému vztahu
pro $T(x, y, z)$ v libovolném bodě :

$$T(x, y, z) = \left\{ q_0 A \exp \left[-v(r + z) / 2a \right] \right\} / 2\pi\Lambda, \quad (28)$$

kde q_0 je výkon laseru,

A je poměrná pohltivost,

v je rychlost pohybu zdroje,

r je radius vektor.

4. MĚŘENÍ RYCHLÝCH TEPLOTNÍCH ZMĚN V OCELI

Úkolem této části diplomové práce je provést měření rychlých teplotních změn na vybrané uhlíkové oceli. Rychloohřev oceli bude uskutečněn na kontinuálním laseru. Získané výsledky měření nám objasní teoretické úvahy o mechanismu sdílení tepla ozařovaného vzorku.

V současné době u nás nebyla publikována literatura zabývající se touto problematikou, proto je důležité navrhnout vhodnou aparaturu a metodiku měření, jež by byla schopna tyto teplotní změny pravdivě zaznamenat.

Přesné měření teploty je závislé na vhodném typu konstrukčního prvku, který slouží k měření teploty (čidla), na způsobu zpracování signálu i na typu záznamu. Časový průběh měření teploty je podle literatury /2/ určen rovnicí:

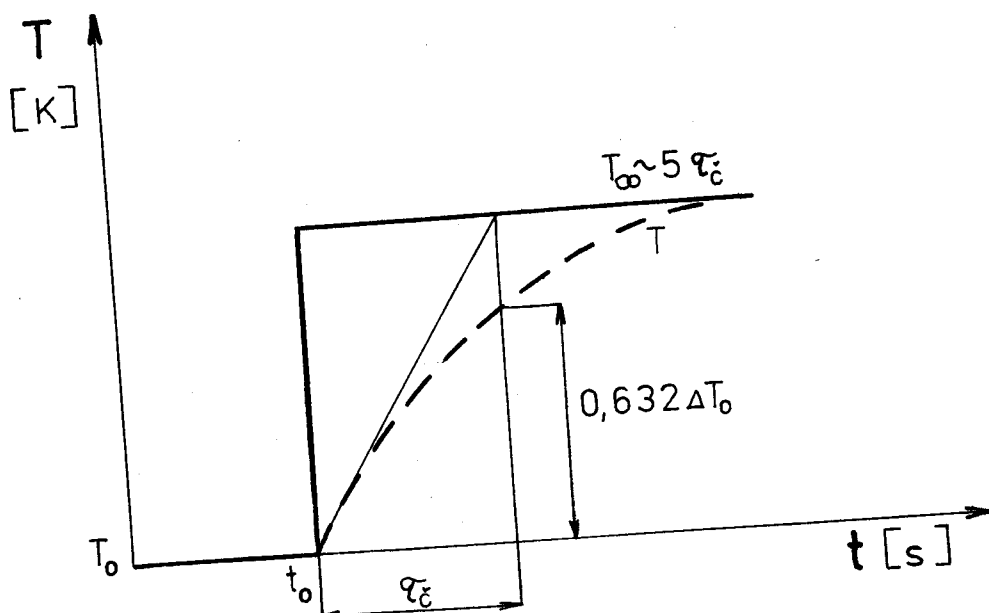
$$T = \Delta T_0 [1 - \exp(-t / \tau_c)], \quad (29)$$

kde τ_c je časová konstanta čidla, tj. doba, za kterou dosáhne měřený údaj 63,2% své konečné hodnoty /obr.7/. Její určení lze provést změřením dvou teplot T_1 a T_2 v odpovídajících časech t_1 a t_2 , tj. /2/ :

$$\tau_c = (t_2 - t_1) / \ln(T_2 - T_1). \quad (30)$$

Hodnota časové konstanty udává dobu potřebnou k vyrovnaní teplot mezi vzorkem a čidlem. Po této době je čidlo schopné měřit teplotu s danou přesností. Prakticky se dosáhne konečné hodnoty po $5 \tau_c$. Dynamická chyba měření je dána dle /2/ :

$$\mathcal{V} = -\Delta T_0 \exp(-t / \tau_c). \quad (31)$$



Obr.7 Časový průběh měřené teploty, kde T_0 je teplota v okamžiku styku čidla s měřeným prostředím a T_∞ je teplota prostředí.

4.1. Měření teploty užitím termoelektrických teploměrů

Termoelektrické teploměry jsou dotykové teploměry, jejichž čidlo tvoří termoelektrické články. Měření těmito teploměry je založeno na termoelektrickém jevu. Podstatou termoelektrického jevu je přímá přeměna tepelné energie v energii elektrickou a naopak.

Jestliže máme obvod složený ze dvou vodičů různých materiálů a oba spoje mají různou teplotu, potom v obvodu vzniká termoelektrická síla a trvalý tok tepla z teplého konce vodiče k chladnému i tehdy, dosáhne-li se setrvalého stavu a stálé velikosti termoelektrického napětí. Tento pohyb elektronů se děje uvnitř vodiče; vystoupení elektronů z vodiče zabraňuje tzv. potenciálová přehrada vytvořená ionty krystalické mříže. Jsou-li však dva různé kovy v dokonalém vodivém styku, mohou elektrony z kovu s nižší potenciálovou přehradou přestupovat do konce s vyšší poten-

ciálovou přehradou a vytvářet tak elektrický proud v termoelektrickém článku složeném ze dvou různých vodičů /3/.

Velikost termoelektrického napětí je dána :

$$U = (\alpha_A - \alpha_B) \cdot (\mathcal{V}_T - \mathcal{V}_S) , \quad (32)$$

kde $\mathcal{V}_S$ je teplota studeného spoje,

$\mathcal{V}_T$ je teplota teplého spoje,

α_A α_B jsou součinitele určující velikost termoelektrického napětí příslušné materiálům A a B .

Termoelektrické napětí je ovlivňováno řadou faktorů :

- nehomogenitou materiálu (chemická, strukturní),
- stárnutím, difuzí látek do materiálu termoelektrického článku,
- způsobem zhotovení spoje (mechanické, svařování).

Výhodou je malá časová konstanta a široký teplotní obor použitelnosti termoelektrického článku.

4.2. Chyby měření

Výsledky měření mohou být ovlivněny mnoha faktory, zvláště pak přímo použitím termoelektrického článku jako čidla teploty.

Termoelektrický článek vložený do teplotního pole měřeného tělesa představuje cizí těleso, které způsobí poruchu v pravidelném průběhu izoterm. Dále dochází k tomu, že dráty termočlánku se odvádí teplo z měřeného místa, a to tehdy, když teplota okolního prostředí je nižší než teplota měřeného předmětu. Množství odváděného tepla je dáno součinitelem tepelné vodivosti drátu termoelektrického článku a jeho průřezem. Čím je průřez drátu větší a čím je větší i tepelná vodivost, tím větší je chyba měření /3/.

Na přesnost měření má vliv i deformace drátů (smyčky, uzly) , které vznikají při montáži termoelektrických článků.

Vlivem deformace vznikají změny krystalické struktury materiálu termočlánu, jež mají vliv na termoelektrické napětí, jak je uvedeno v kapitole 4.1.

Dalšími faktory, ovlivňující přesnost měření jsou:

- přesnost při odečítání ze záznamu měření,
- ovlivnění termočlánu vnějším magnetickým polem,
- způsob připojení měrného konce termočlánu k povrchu vzorku,
- zpoždění v řetězci vzorek - termočlánek - vedení - záznam, které je popsáno podle /8/ rovnicí:

$$y = k_u \cdot (t - v \cdot \tau_z) = k_u \cdot v \cdot (\tau - \tau_z), \quad (33)$$

kdy: y je záznam,

t je skutečná teplota vzorku,

τ je čas,

k_u je konstanta úměrnosti

τ_z je tzv. časová konstanta systému,

v je rychlost růstu teploty.

Tuto rovnici (33) lze chápat tak, že záznam je za teplotou zpožděn právě o dobu τ_z . Měřením tepelné setrvačnosti termočlánu v /8/ bylo zjištěno že $\tau_z \approx (0,05 \pm 0,02)$ sec. Výpočtem se ukázalo, že pro rychlosti ohřevu $10\,000\text{ K.s}^{-1}$ a $20\,000\text{ K.s}^{-1}$ by toto zpoždění mohlo být 100°C a 200°C . Tyto hodnoty by však bylo nutno zvažovat v případě, kdyby byla zároveň s teplotou měřena ještě jiná teplotní závislost s okamžitou reakcí, což není náš případ.

5. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Materiálem, z něhož byly připraveny zkušební vzorky, byla uhlíková ocel ČSN 12 060 a ČSN 12 040. Tyto oceli již byly na katedře KMM použity v rámci výzkumu při jiných způsobech rychloohřevu.

K měření teploty vzorku bylo použito termočlánků NiCr - Ni z drátů firmy DEGUSSA o průměru 0,2 mm se zaručenými vlastnostmi. Což je výhodné z toho důvodu, že se termočlánky před vlastním měřením nemusí cejchovat, protože termoelektrické napětí je dáno atestem. K izolaci vodičů termočlánku byly použity izolační trubičky ze silikonové pryže a PVC.

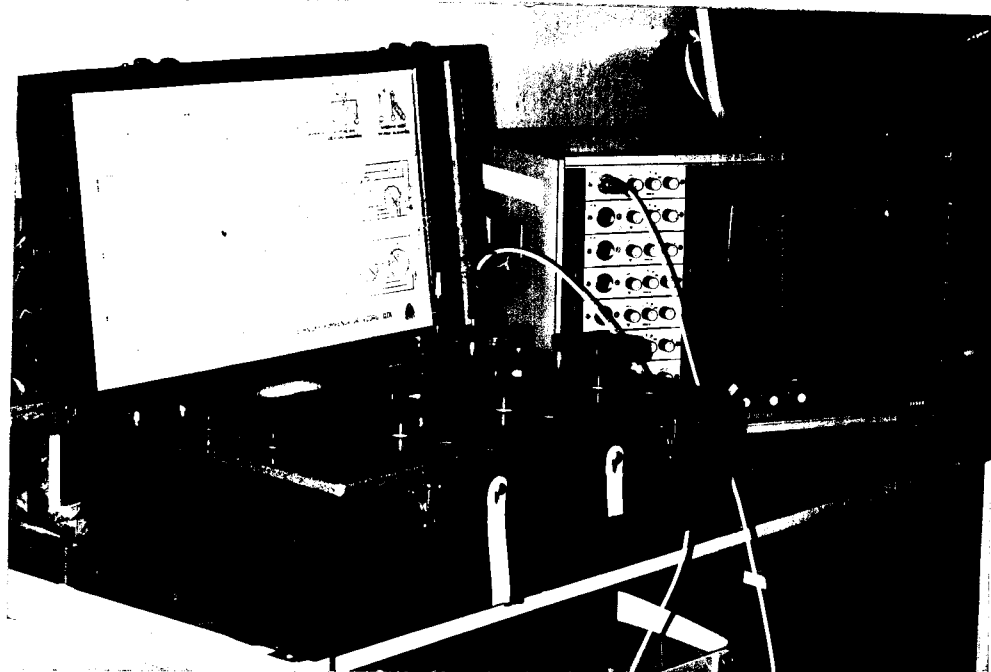
Pro ohřev vzorků bylo použito kontinuálního laserového zařízení na pracovišti Monokrystaly Turnov a SVÚM Praha.

Pro zaznamenávání teplotních změn se využilo osciloskopu OPD 600 výroby Tesla Valašské Meziříčí.

5.1. Cejchování obrazovky osciloskopu OPD 600

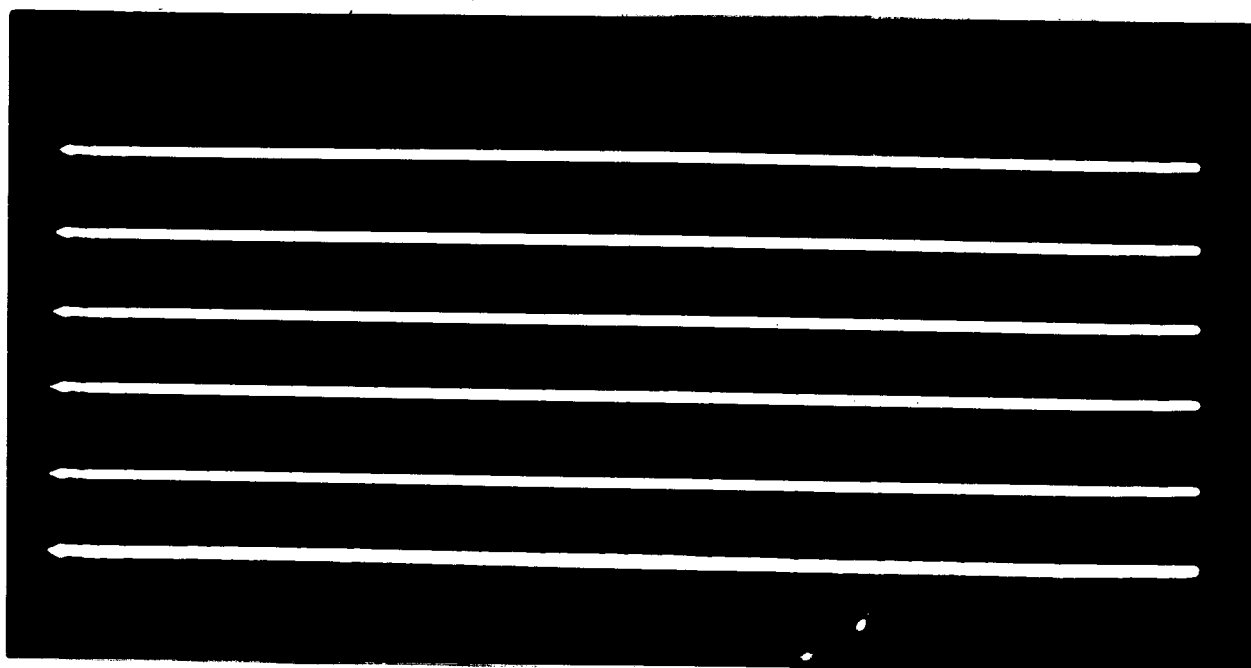
Osciloskop OPD 600 je vybaven obrazovkou s dlouhým dosvitem, delší stranu obrazovky má orientovanou vodorovně, vertikální zobrazení pracuje na principu časového rozkladu a je schopno současně vykreslit až šest průběhů. Určitou nevýhodou tohoto přístroje je neschopnost opětného vyvolání průběhu zaznamenaného děje po jeho skončení.

Protože obrazovka osciloskopu nemá časové a napěťové dělení, byla vytvořena cejchovní křivka pomocí kompenzátoru QTK METRA /obr. 8/.



Obr.8 Osciloskop OPD 600 s kompenzátorem QTK METRA

Přímková cejchovní křivka byla provedena pro jeden vstup (možné zapojení jednoho termočlánku), při čemž jeden vstup vždy představuje nulovou hodnotu časové základny. Pomocí kompenzátoru pak po 15s nastavujeme postupně napětí 10mV, 20mV, 30mV, 40mV a 50mV /obr.9/. Těmto hodnotám dle /3, tab.20/ jsou přiřazovány odpovídající teploty.

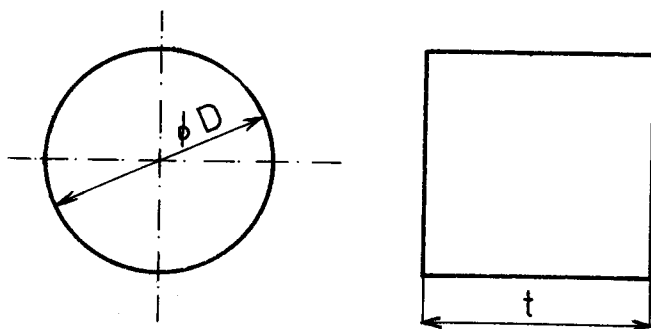


Obr.9 Cejchovní křivka

Na obr.9 představuje vzdálenost 10 mm 10 mV.

5.2. Příprava vzorků pro vlastní měření

Z uhlíkové oceli ČSN 12 060 byly zhotoveny vzorky válcovitého tvaru o průměru 10 mm a tloušťce 10 mm. Vzorek tohoto tvaru zajišťuje rovnoměrnost rozložení teplot podél jeho osy. Tvar vzorku je zachycen na obrázku 10.



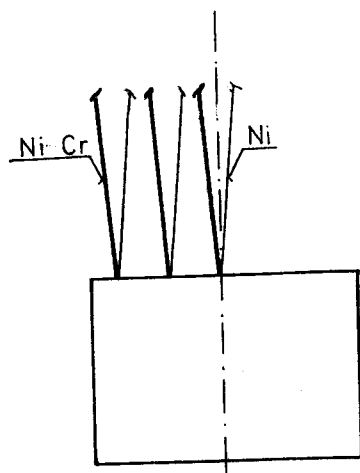
Obr.10 Tvar vzorku

Povrch vzorku za účelem větší pohltivosti laserového záření byl opatřen černým povlakem pomocí plamene svíčky.

Termočlánek je na vzorek přivařen pomocí kondenzátorové svářečky a speciálního přípravku, a to ve směru kolmém na povrch čela vzorku, přičemž je nutné dbát na to, abychom první termočlánek přivařili na střed čela vzorku. Zbývající dva termočláanky jsou přivařeny postupně 1,5 mm od střed^u čela vzorku směrem k okraji /obr.11/.

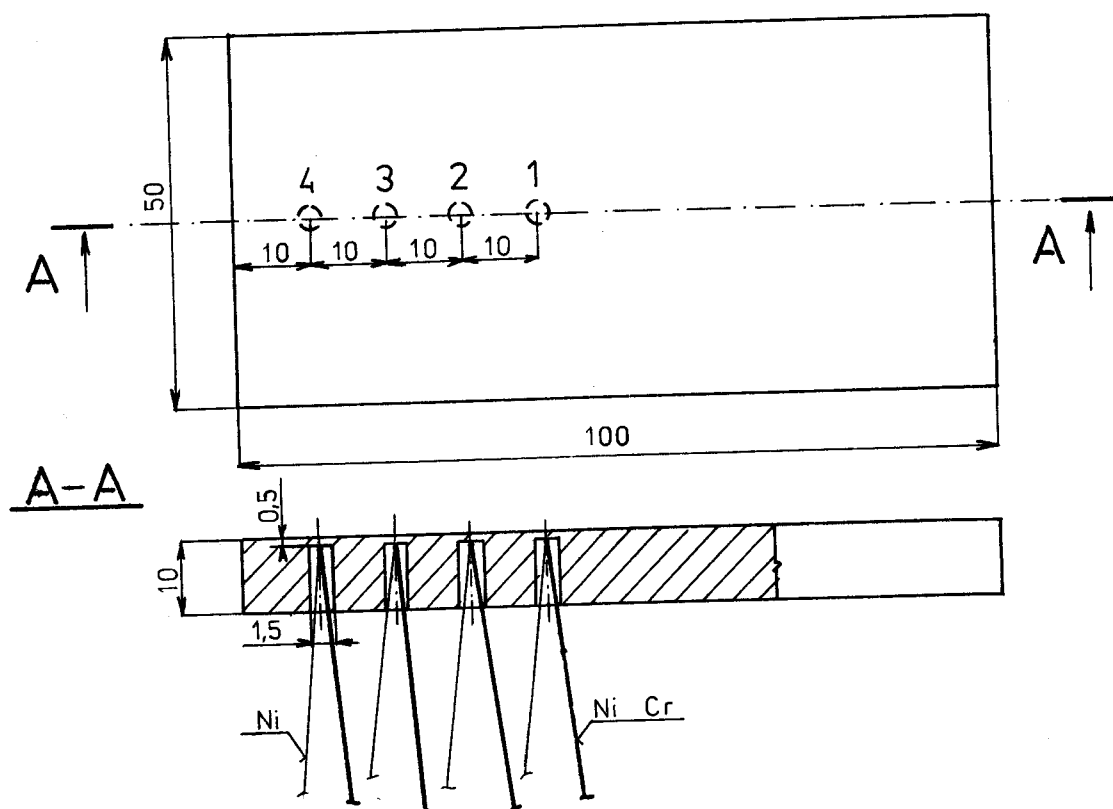
Jednotlivé větve termočláanky byly svařovány elektrickým výbojem v rtuti pomocí speciálního přípravku.

Těchto vzorků bylo použito pro experimenty na laserovém zařízení na pracovišti Monokrystaly Turnov. Zde se tyto vzorky neosvědčily / kap.5.4./.

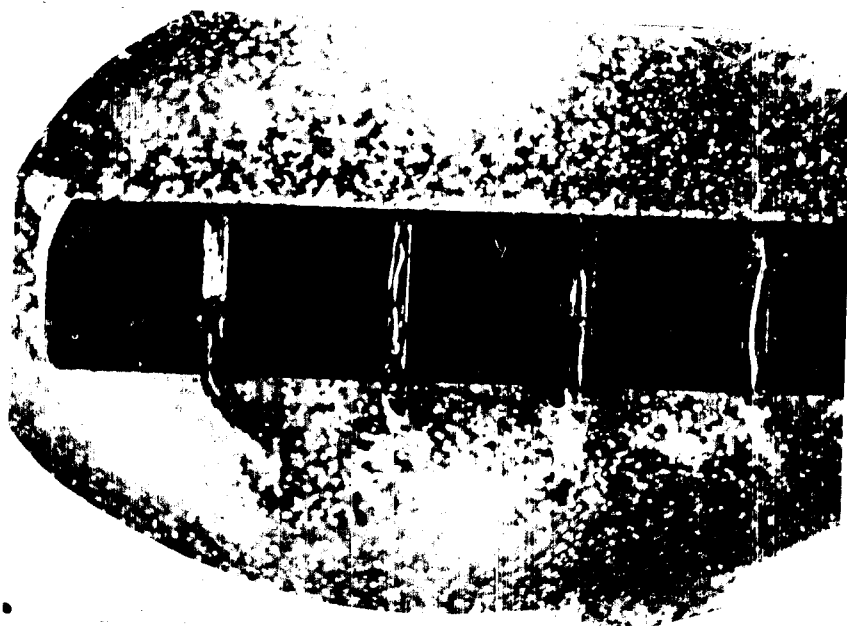


Obr.11 Umístění jednotlivých termočlánků.

Z tohoto důvodu byly zhotoveny další vzorky z materiálu ČSN 12 040. Tímto vzorkem je destička, ve které jsou čtyři otvory pro umístění jednotlivých termočlánků /obr. 12,13/.



Obr.12 Schema vzorku.



Obr.13 Detail - podélný řez vzorkem.

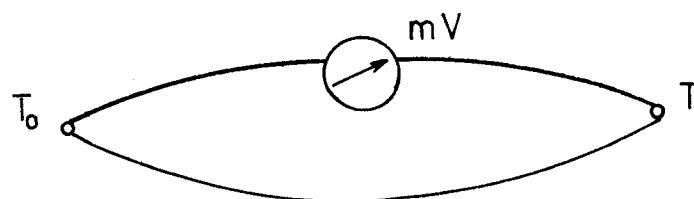
Jednotlivé termočlánky byly opět přivařovány pomocí kondenzátorové svářečky a speciálního přípravku, důležité bylo, aby termočlánek byl uchycen ve středu otvoru. Porušením této závislosti by došlo k tomu, že by termočlánek měřil teplotu v jiné vzdálenosti od povrchu než je předepsaná vzdálenost 0,5 mm.

Větve termočlánek byly svařeny stejným způsobem jako u předcházejícího vzorku. I zde u tohoto vzorku byl upraven povrch, bylo použito černého nátěru.

5.3. Schema zapojení vlastního experimentu.

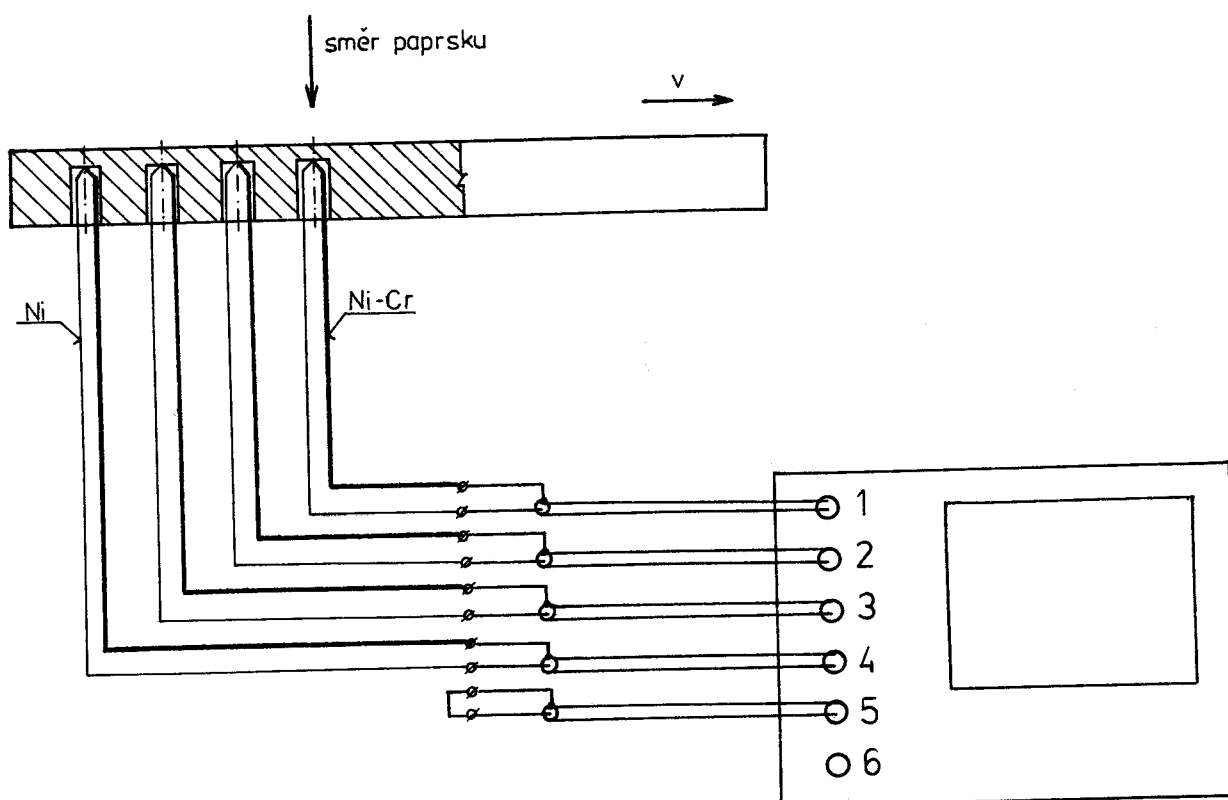
Z hlediska způsobu měření teploty pomocí termočláneků byla vybrána výchylková metoda, při které je možno na obrazovce osciloskopu přečíst termoelektrické napětí, kterému podle cejchovných křivek přiřadíme odpovídající teplotu. Na obrázku 14 je schema této metody. Větve termočlánek jsou spojeny se svorkami přístroje, kde svorky představují

srovnávací spoj termočlánku, jejichž teplota se rovná teplotě laboratoře T_0 .



Obr.14 Schema výchylkové metody.

Na následujícím obr.15 je schema vlastního experimentu.



5.4. Diskuze dosažených výsledků

Cílem experimentální části této práce bylo realizovat měření rychlých teplotních změn vzorku za ohřevu laserem.

Meření bylo nejdříve uskutečněno na laserovém zařízení, které mají k dispozici Monokrystaly Turnov. Toto pracoviště je vybaveno kontinuálním laserem o maximálním výkonu 110W.

Pro experiment byly použity vzorky válcovitého tvaru /kap.5.2./. Používaný výkon laseru byl 80W, rychlost posuvu vzorku $V = 2 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, laserový paprsek působil kolmo na čelo vzorku směrem do středu, kde je umístěný první termočlánek, doba ohřevu byla 25 sec.

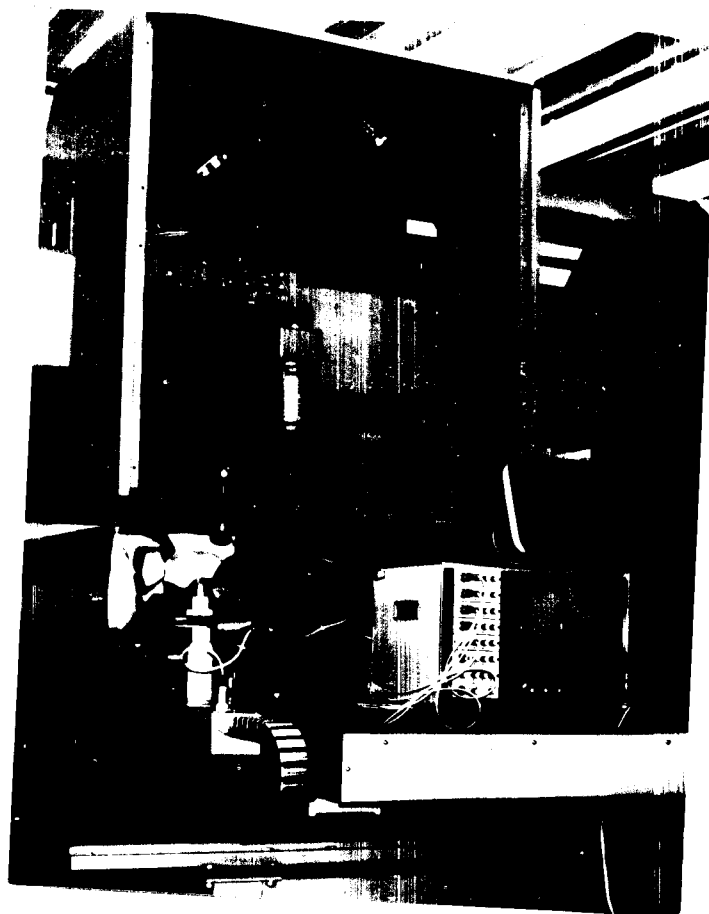
Avšak tento experiment nesplnil očekávané předpoklady. Výkon laseru byl malý na to, aby dostatečně ohřál povrchovou vrstvu, samotný vzorek byl značně hmotný, takže docházelo k odvodu tepla z povrchu do nitra vzorku. Proto naměřené teploty při dané době ohřevu byly poměrně nízké. Po skončení děje byla naměřena teplota 673 K / obr.16/.



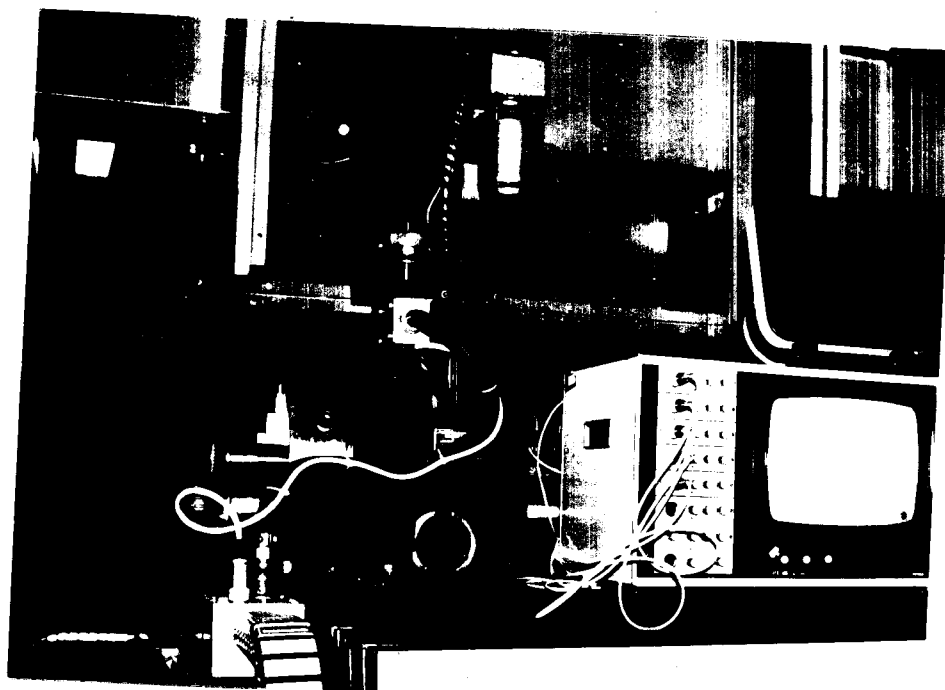
Obr. 16 Naměřené teploty.

Z obr. 16 je zřejmé, že růst teploty v uvažovaných bodech na povrchu vzorku probíhá lineárně.

Další experimenty byly prováděny na pracovišti SVÚM Praha. Pro toto měření se používaly vzorky ve tvaru desky /kap.5.2./. Na pracovišti je k dispozici kontinuální CO_2 laser o výkonu 2kW / obr. 17,18/.



Obr.17 Přední část zařízení



obr.18 Detailní snímek s osciloskopem OPD 600

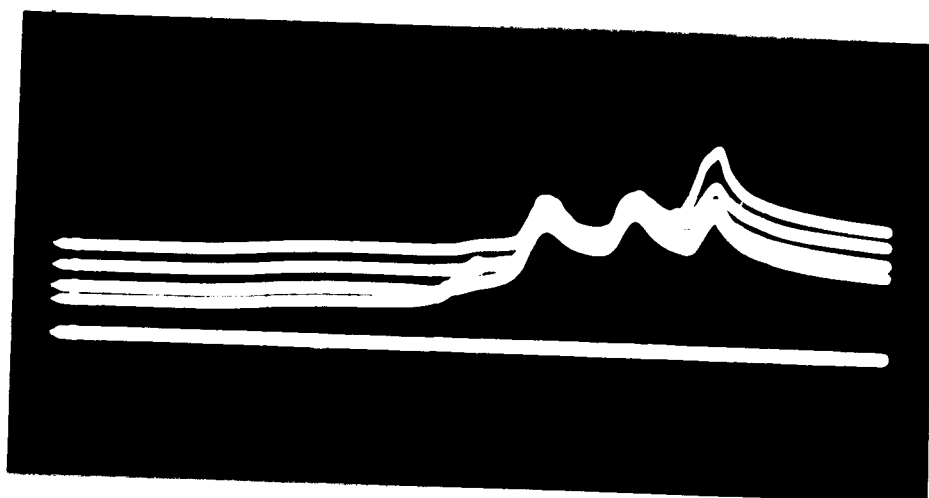
Laserový paprsek působí svisle, a to kolmo na povrch destičky, průběh paprsku je dán sinusovou funkcí o kmitočtu 400 Hz. Šířka stopy na povrchu vzorku po ohřevu je 6 mm. U všech vzorků bude v uvažovaných bodech měřena teplota 0,5 mm pod povrchem.

Vzorek č.1 posuvná rychlost $v = 5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$
 doba ohřevu $t = 20 \text{ s}$
 rychlost ohřevu na povrchu $v = 78\,225 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$,
 která se vypočte pomocí vztahu dle /6/ :

$$v = -\frac{q_0}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{a}{\pi \cdot t}}, \quad (34)$$

kde q_0 je výkon laseru,
 λ je délka vlnového záření CO_2 laseru,
 a je teplotní vodivost,
 t je doba ohřevu.

Průběh teplot v uvažovaných bodech je zachycen na obr.19.



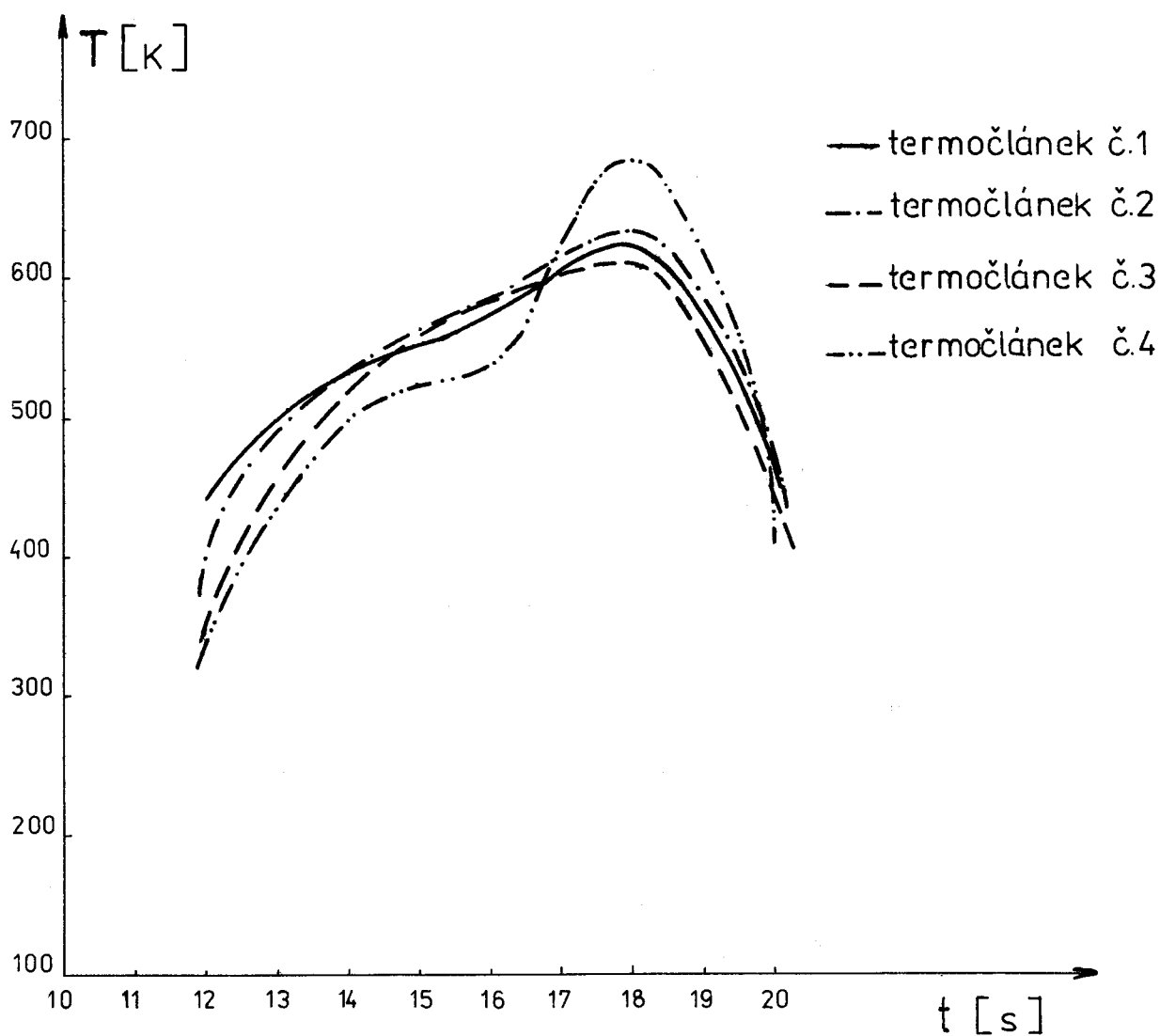
Obr.19

Tabulka naměřených hodnot

Tabulka č.2

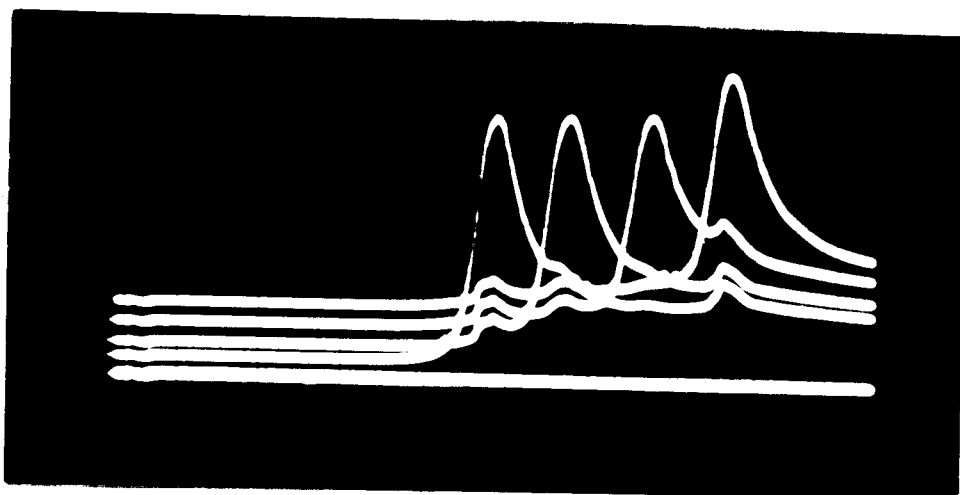
Termočlánek číslo	Teploty (K) naměřené v čase t				
	t = 12s	t= 14 s	t = 16s	t =18 s	t= 20s
1	441	537	573	624	465
2	373	538	585	636	465
3	343	522	585	612	441
4	331	502	522	684	441

Grafické vyjádření závislosti teploty na čase.



První vzorek byl spíše zkušební, na okraji tohoto vzorku byl volen vhodný tepelný režim (výkon, rychlost). Z tohoto důvodu byl použit stejný režim tepelného zpracování i u vzorku č.2.

Průběh zaznamenaných teplot tohoto vzorku ukazuje obr.20.



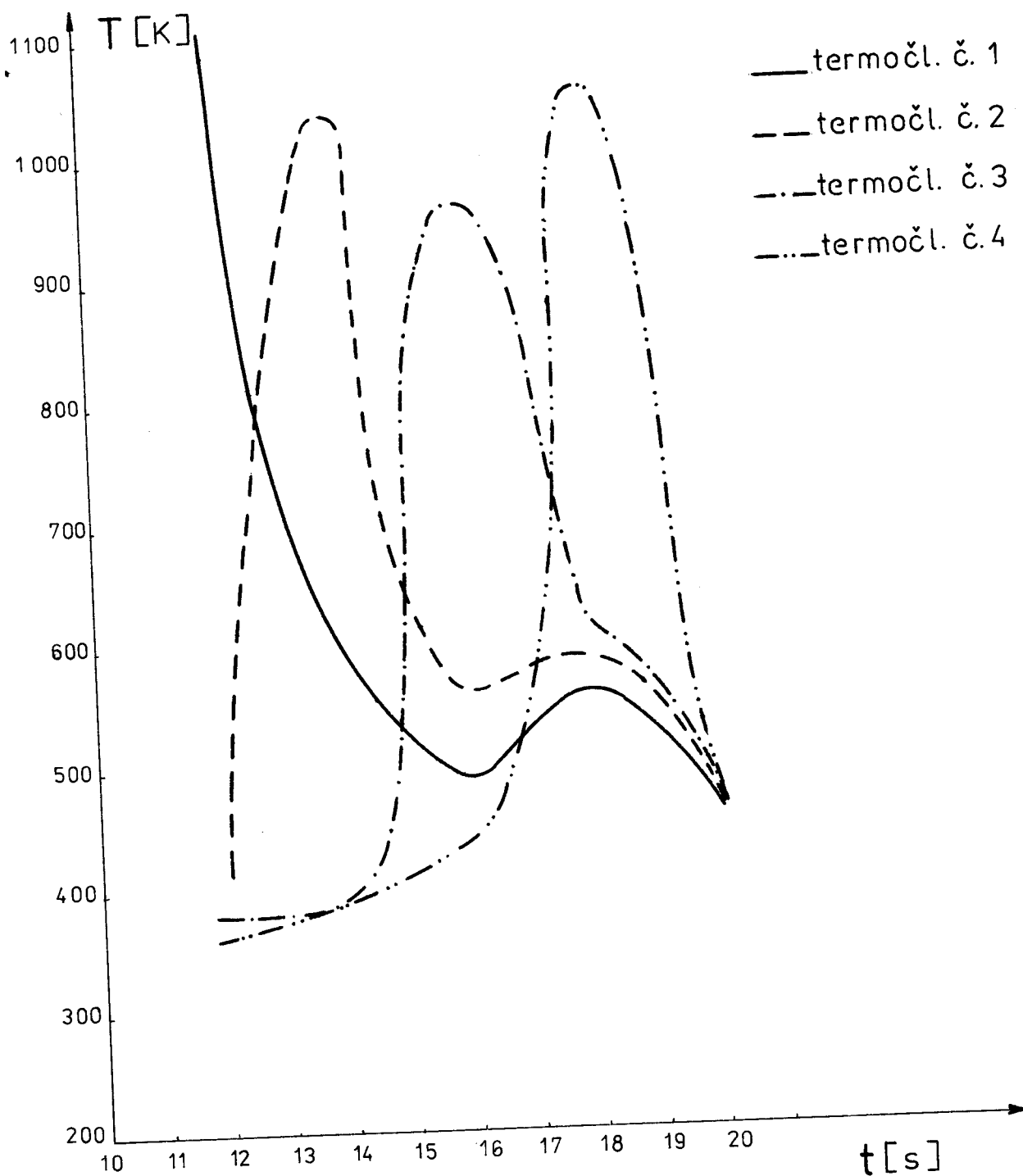
Obr.20

Tabulka naměřených hodnot

Tabulka č.3

Termočlánek č.	Teploty (K) naměřené v čase t				
	t=12s	t=14s	t=16s	t=18s	t=20
1	085	587	490	563	465
2	416	1 038	563	587	465
3	380	392	965	612	465
4	368	392	441	1 062	465

Grafické vyjádření závislosti teploty na čase t .



Tento vzorek bude dále zkoumán i z hlediska struktury.

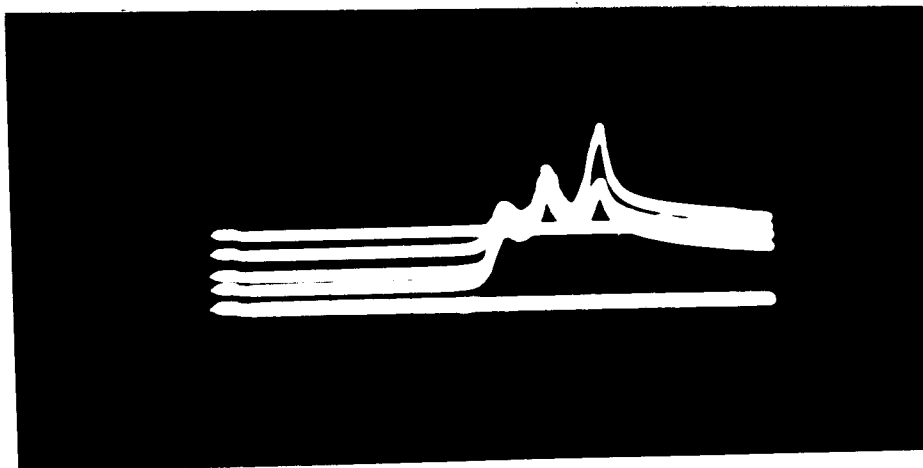
Vzorek č.3 posuvová rychlost $v = 8,33 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$

doba ohřevu $t = 20 \text{ s}$

rychlost ohřevu na povrchu $v = 78\,225 \text{ K} \cdot \text{s}^{-1}$.

U tohoto vzorku vlivem převozu a manipulace s ním došlo k předčasnému utržení termočláneku v bodě 4.

Záznam průběhu teplot je na obr.21.



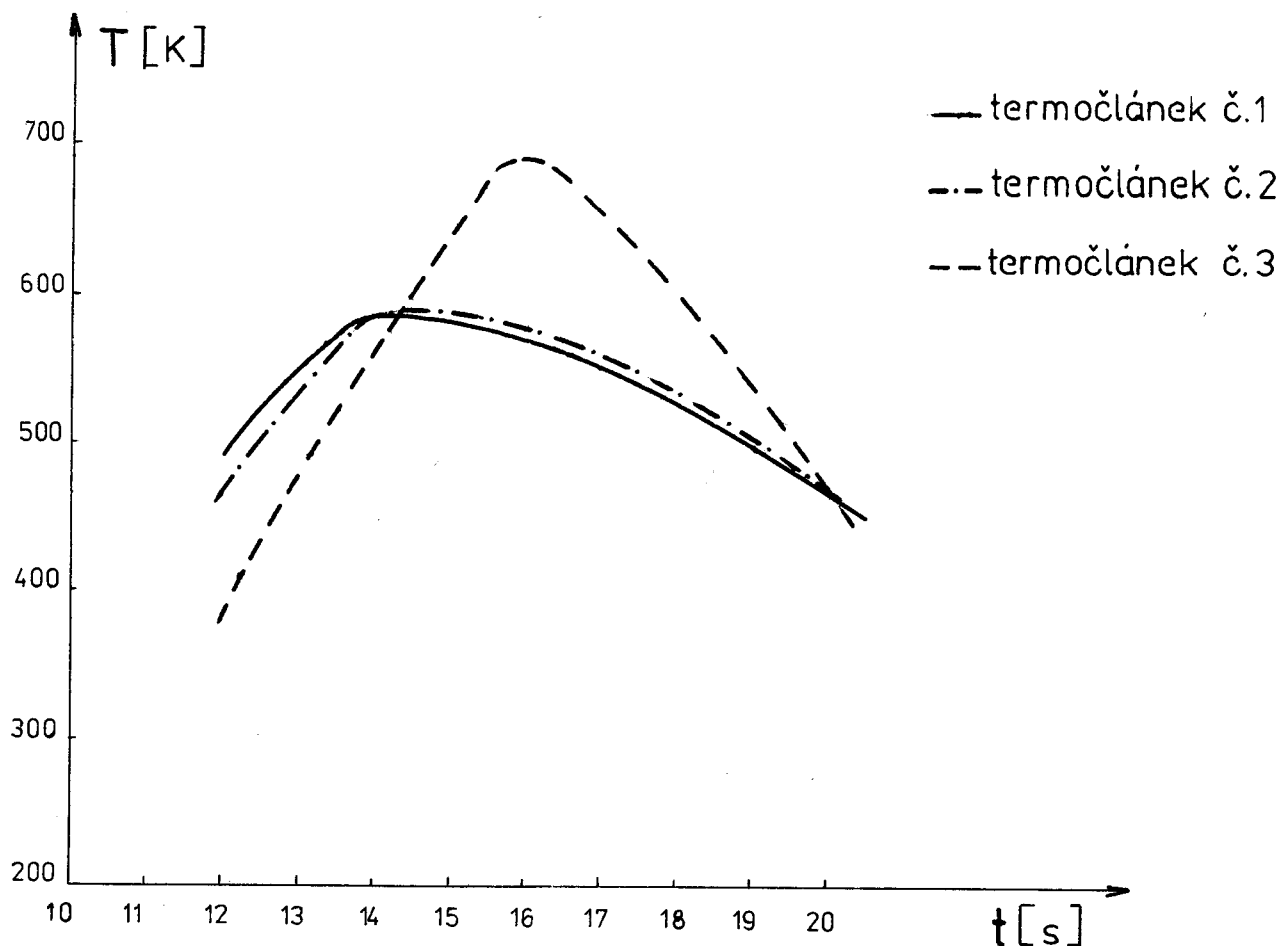
Obr. 21

Tabulka naměřených hodnot

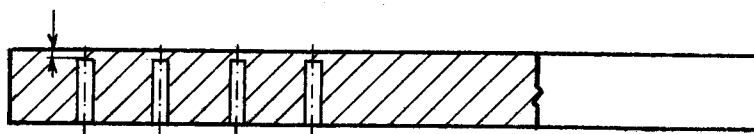
Tabulka č. 4

Termočlánek č.	Teploty (K) naměřené v čase t				
	t=12s	t=14s	t=16s	t=18s	t=20s
1	490	587	572	-	465
2	465	587	575	-	465
3	380	563	693	-	465
4	-	-	-	-	-

Grafické vyjádření závislosti teploty na čase t .



U vzorků č.1 a č.2., které byly podrobeny stejnému tepelnému režimu, dochází k určitým nesrovnalostem v naměřených hodnotách. Z tohoto důvodu byly oba vzorky v podélném směru rozříznuty anodomechanickou pilou a dále broušeny, aby došlo k odkrytí jednotlivých otvorů. U takto upravených vzorků pomocí Abbého délkoměru byly naměřeny skutečné vzdálenosti mezi povrchem a otvorem /obr.22/.



Obr.22 Podélný řez

U vzorku č.1 vlivem špatného broušení byly zjištěny pouze dva rozměry, jejichž hodnoty jsou: 0,971 mm a 0,895 mm.

U vzorku č.2 byly naměřeny tyto vzdálenosti jednotlivých otvorů od povrchu: 0,374 mm, 0,426 mm, 0,541 mm a 0,457mm. Z uvedených hodnot vyplývá skutečnost, že teplota u každého vzorku je měřena v jiné vzdálenosti pod povrchem a již desetiny milimetru znamenají značné rozdíly v naměřených hodnotách.

Další nepřesnosti měření mohou být způsobeny i nepřesným umístěním termočlánku do středu otvoru. Důležitou roli hraje i přesnost odečítání naměřených hodnot a jejich vyhodnocování pomocí cejchovní křivky.

Přesto o dosažených výsledcích, které byly získány u vzorku č.1, lze říci:

Měření v bodě č.1 (t = 12 s)

- maximální teplota je v tomto bodě,
- v bodech 2, 3, 4 dochází vlivem vedení tepla k předehřevu, teplota předehřevu závisí na vzdálenosti jednotlivých bodů od zdroje tepla.

Měření v bodě č.2 (t = 14 s)

- v bodě č.1 dochází nejdříve vlivem oddálení zdroje tepla k poklesu teploty, ale pak se objevuje určitý vzrůst, který je způsobený dohřevem z bodu č. 2,
- v bodě č.2 je naměřená maximální teplota,
- body 3, 4 zaznamenávají předehřev, přičemž teplota je vyšší než v případě předcházejícího měření.

Měření v bodě č.3 (t = 16 s)

- v bodě č.1 dochází k dalšímu růstu teploty vlivem dohřevu,
- bod č.2 vykazuje nejdříve mírný pokles teploty vlivem

oddálení zdroje tepla, dále se uplatňuje dohřev z následujícího bodu, takže teplota vzrůstá,

- bod č.3 by měl představovat maximální teplotu, zde dochází k určité nepřesnosti ($T_3 = T_2$), která může být způsobená rozdílným přivařením termočlánku v otvoru nebo nestejnou vzdáleností těchto otvorů od povrchu vzorku,
- v bodě č.4 uplatněním předeřevu byla zjištěna vyšší teplota než v předcházejícím případě.

Měření v bodě č.4 (t = 18 s)

- v bodě č.1 je naměřená opět vyšší teplota. Dochází k určitému zesílení dohřevu, které si můžeme vysvětlit tím, že se již blížíme k okraji vzorku. Hrana vzorku představuje pro tepelné vlny určitou překážku, kterou nemohou obejít a tak se odrazem vrací zpět,
- tento jev se uplatňuje i v bodech č.2 a 3,
- maximální teplota je zjištěná v bodě č.4.

S určitými odlišnostmi od tohoto vzorku probíhal tepelný děj u vzorku č.2, což je dáno již výše uvedeným konstatováním menších vzdáleností otvorů od povrchu vzorku.

Z naměřených hodnot lze konstatovat:

Měření v bodě č.1 (t = 12 s)

- v bodě č.1 je naměřená maximální teplota,
- v bodech č.2, 3, 4 dochází působením vedení tepla k předeřevu

Měření v bodě č.2 (t = 14 s)

- teplota v bodě č.1 rychle klesá vlivem oddálení zdroje tepla, účinek dohřevu se zde neuplatňuje,
- maximální teplota je zjištěná v bodě č.2,
- v bodě č. 3, 4 dochází k předeřevu, vlivem změny vzdáleností jednotlivých bodů od zdroje tepla jsou teploty vyšší než

v předcházejícím měření.

Měření v bodě č.3 ($t = 16 \text{ s}$)

- teplota v bodě č.1 neustále klesá,
- v bodě č.2 teplota rovněž prudce klesá,
- maximální teplota je dosažena v bodě č.3
- bod č.4 je stále předeříván.

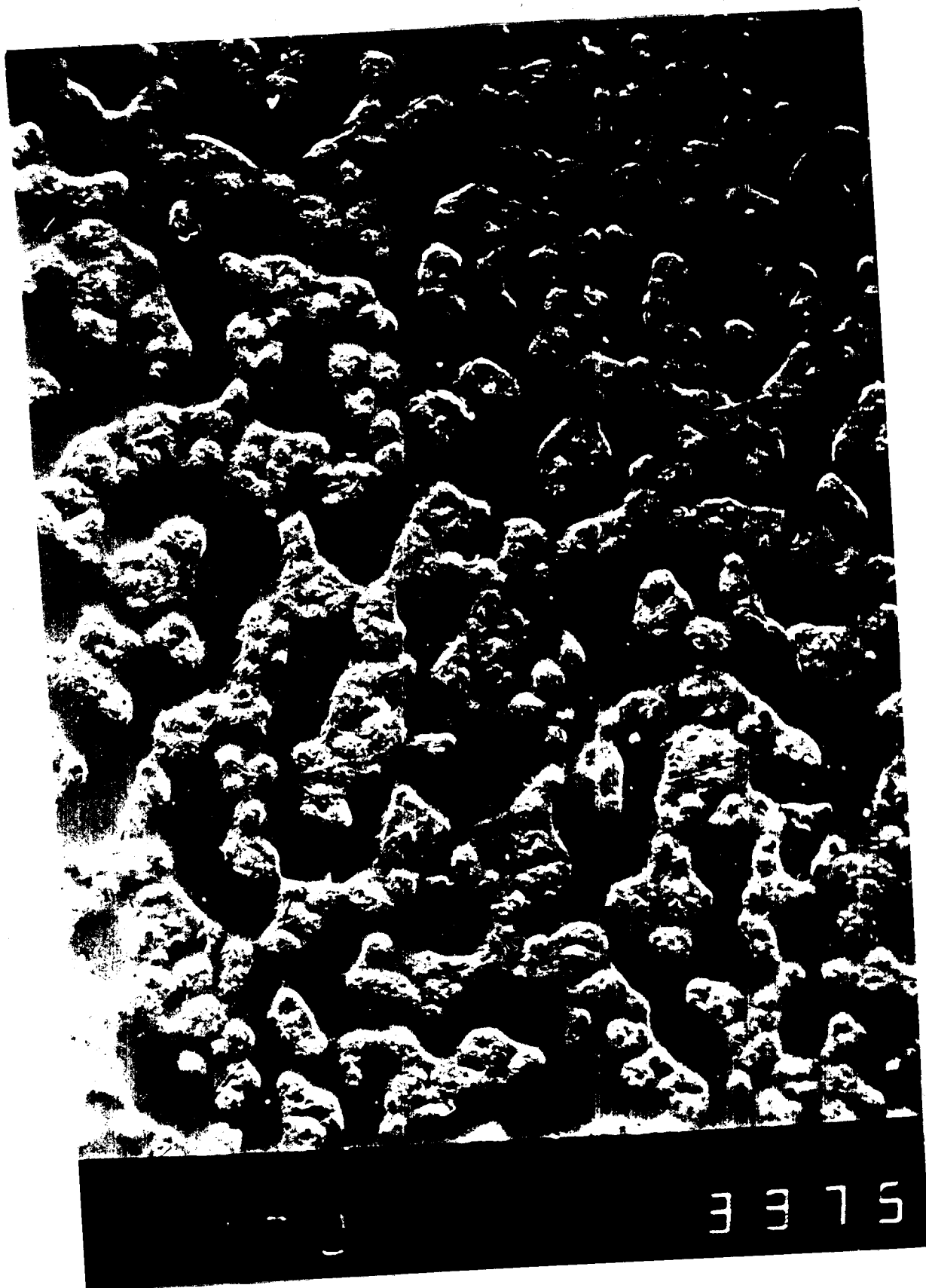
Měření v bodě č.4 ($t = 18 \text{ s}$)

- v bodě č.1 došlo k vzrůstu teploty, který si můžeme vysvětlit odrazem tepelných vln od okraje vzorku,
- tento jev je příznačný i pro bod č.2 a 3,
- v bodě č.4 je naměřena maximální teplota.

U posledního vzorku byla volena větší posuvová rychlost, což se projevilo poklesem maximálních teplot vzhledem k předcházejícímu vzorku. Jinak průběhy jednotlivých teplot jsou podobné průběhům předcházejících vzorků. I zde se uplatňuje předeřev a dohřev. U tohoto vzorku není zachycen odraz tepelné vlny od okraje vzorku, poněvadž právě v tomto místě chybí termočlánek.

Struktura vzorku č.2 po laserování

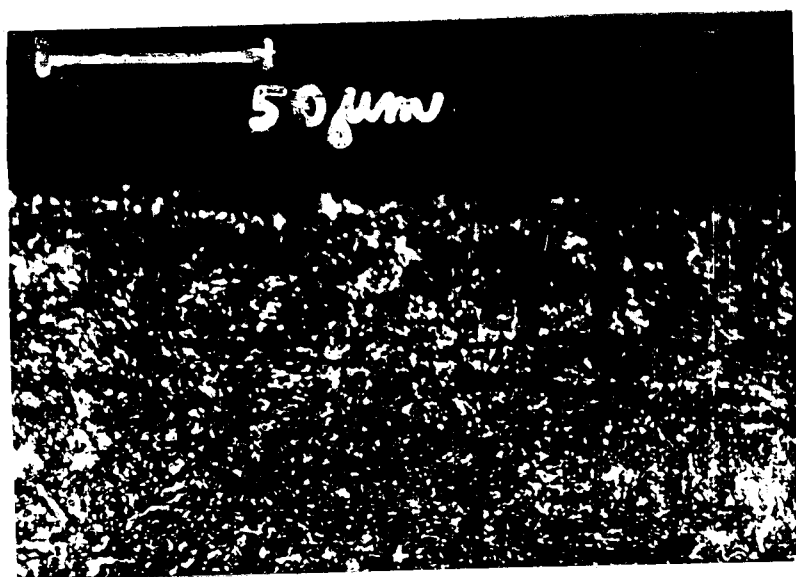
Při laserovém ohřevu se ukazuje, že jiným způsobem reaguje v podmínkách velmi rychlého ohřevu a ochlazování fáze feritická a poněkud jinak fáze perlitická. Perlitická fáze má nižší tepelnou vodivost, nastává v ní intenzivnější ohřev, který urychluje rozklad perlitického cementitu, přičemž nastává ihned sycení okolních lamel feritu uhlíkem. Výsledkem takového tepelného zpracování je pak struktura feritickomartenzitická, jak ukazuje obr. 24.



Obr.24 Feritickomartenzitická struktura

V případě tepelného zpracování, které bylo zachyceno na sestríhu /obr.25/, následkem delší interakce laserového záření s povrchem došlo k sycení feritické fáze v okolí původních perlitických zrn, takže vznikl homogenní austenit. Po ochlazení, pohlcení energie do hlubších vrstev materiálu, vznikl martenzit, jak dokazuje snímek povrchové partie ozářeného materiálu /obr.25a/.

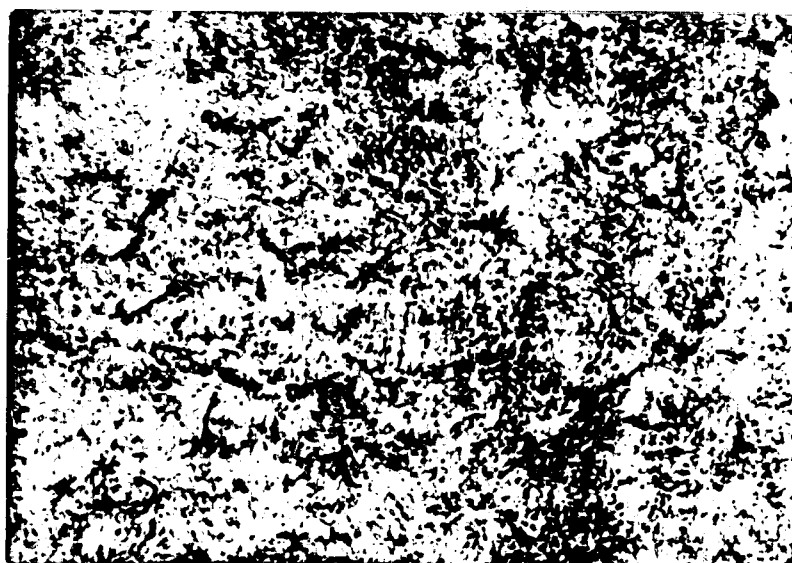
Řada snímků /obr.25/ na sebe navazujících umožňuje učinit si přesnou představu o průběhu postupné transformace základního materiálu.



leptáno HNO_3 2%

zvětšení 320x

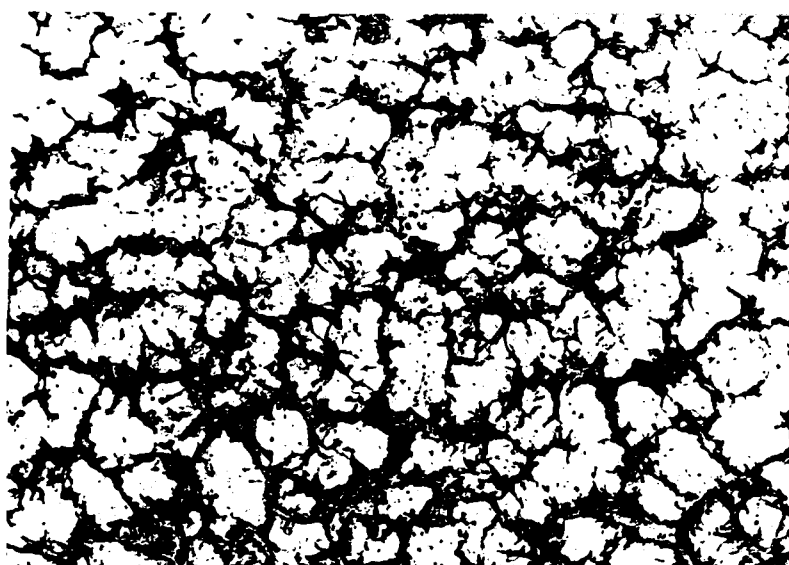
Obr.25a



leptáno HNO_3 2%
Obr. 25b

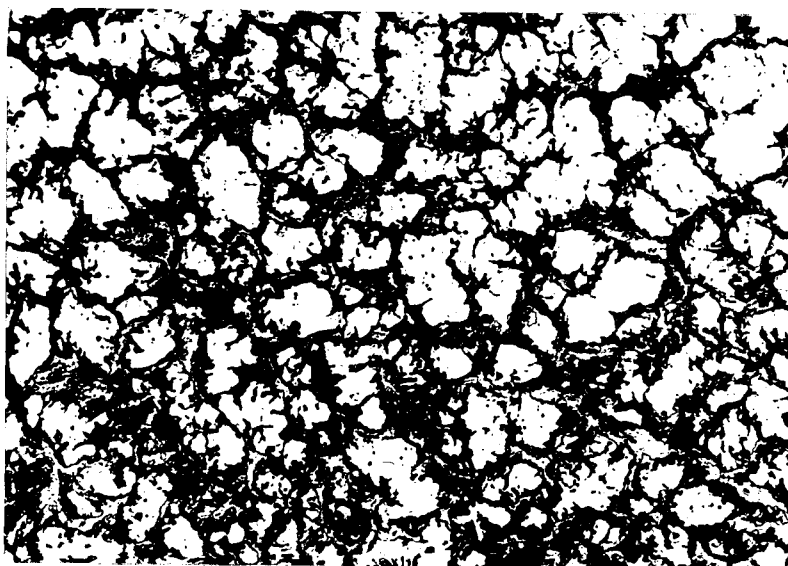
zvětšení 320x





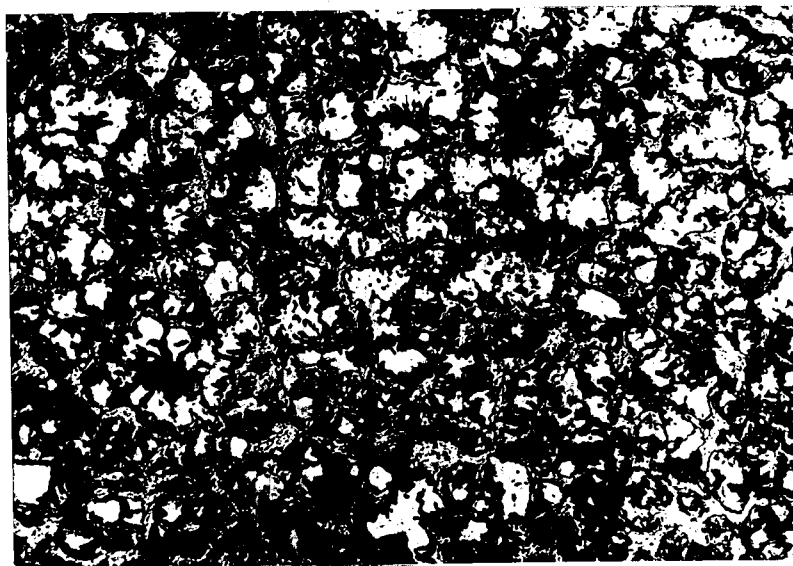
leptáno HNO_3 2%
Obr. 25d

zvětšení 320x



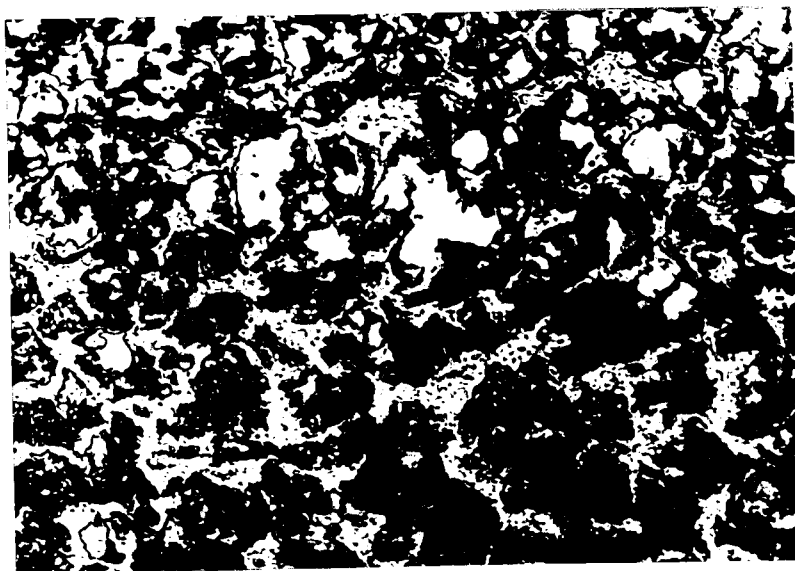
leptáno HNO_3 2%
Obr. 25e

zvětšení 320x



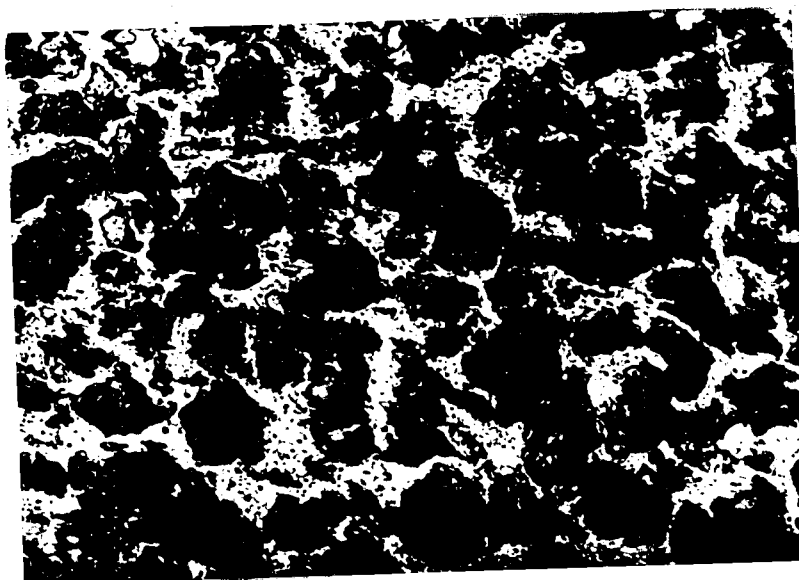
leptáno HNO_3 2%
Obr. 25f

zvětšení 320x



leptáno HNO_3 2%
Obr. 25g

zvětšení 320x



leptáno HNO_3 2%
Obr.25h

zvětšení 320x

5.4.1. Porovnání experimentu s teorií

Určitým záměrem tohoto experimentu byla i snaha ověřit matematický model /kap.3.3.1./ teplotního pole při rychloohřevu laserem.

U konkrétního vzorku do vztahu (28) byly postupně pro jednotlivé body dosazovány hodnoty souřadnic bodu a další potřebné parametry tepelného zpracování. Vypočtené hodnoty teplot se však značně lišily s naměřenými hodnotami. Zrovna tak i šířka ovlivněné oblasti zjištěná výpočtem neodpovídá hodnotám experimentu.

Tento výsledek je zřejmě ovlivněn předpokladem polokonečného tělesa. Aby mohlo být rozhodnuto o správnosti matematického modelu, je nutné volit rozměry vzorku dostatečně velké, aby bylo možné realizovat pod-

6. ZÁVĚR

Cílem této diplomové práce bylo navrhnout vhodnou aparaturu a metodiku měření rychlých teplotních změn a toto měření realizovat na uhlíkové oceli.

Tento úkol patřil mezi první svého druhu, které budou realizovány na katedře KMM. Práce byly ztíženy tím, že v současné době nemá katedra vhodné zařízení pro tyto experimenty, a proto měření muselo být prováděno na jiných vhodných místech, což bylo spojeno s určitými obtížemi. Tato skutečnost se odrazila i na menším počtu provedených měření, kterých by pro stanovení přesných závěrů mělo být rozhodně více.

Přesto na základě získaných výsledků můžeme konstatovat že:

- 1/ Navržená aparatura a metodika měření se osvědčily, i když určitou nevýhodou je, že osciloskop OPD 600 nemá časové a napěťové dělení obrazovky. Předností přístroje je schopnost současně vykreslit až 6 průběhů. Měření je vždy zakresleno určitými faktory, které se dají těžko odstranit, a jsou to:
 - nepřesnost vznikající při odečítání a vyhodnocování naměřených hodnot pomocí cejchovní křivky,
 - rozdílná vzdálenost mezi vyvrtaným otvorem a povrchem vzorku,
 - nepřesnost, která vzniká při přivaření termočlánku v otvoru.
- 2/ Měření rychlých teplotních změn bylo úspěšně realizováno, maximální dosažené teploty se pohybovaly kolem 1 000 K při velmi dobré čitelnosti záznamu, přičemž tyto hodnoty nejsou zdaleka nejvyšší. Osciloskop je schopen při kvalitním záznamu zachytit i špičkové hodnoty.

- 3/ Experimenty potvrdily předpoklady výskytu ovlivněných oblastí při tepelném zpracování laserem (předehřev, dohřev), přičemž dosažené výsledky dovolují udělat si představu o způsobu a rozsahu ovlivňování jednotlivých zón.
- 4/ Pokusy ukázaly určité nesrovnalosti s matematickým modelem teplotního pole při rychloohřevu laserem. Aby mohlo být s konečnou platností rozhodnuto o praktickém využití matematického modelu, je nutné měření realizovat na vzorcích, jejichž rozměry by byly natolik velké, aby byl splněn předpoklad ohřevu polokonečného tělesa. Tak by byl i odstraněn vliv působení odražených tepelných vln.

Na základě průběhu experimentů a dosažených výsledků bych chtěla závěrem konstatovat, že takovýto způsob měření povede k cíli.

7. SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- | | |
|-------------------------------|--|
| /1/ Kremer, R.-Obroučka, K. : | Ohřev kovů.
SNTL Praha 1974 |
| /2/ Šesták, J. : | Měření termofyzikálních
vlastností pevných látek.
ACADEMIA Praha 1982 |
| /3/ Mikyška, L. : | Termoelektrické články.
SNTL Praha 1964 |
| /4/ Šorin, S.N. : | Sdílení tepla.
SNTL Praha 1968 |
| /5/ Tyčinskij, V.P. : | Priměnění laserov.
Nakladatelství Mír Moskva
1974 |
| /6/ Kolektiv KMM : | Impulzní ohřevy v tepelném
zpracování kovů.
VŠST Liberec 1985 |
| /7/ Pomajbík, J. : | Snímání teplotních dějů
při laserovém ohřevu a si-
mulace těchto dějů na po-
čítači.
Diplomová práce, VŠST Li-
berec 1985 |
| /8/ Kolektiv KMM : | Výzkum kinetiky austeniti-
zace vybraných nástrojových
ocelí určených pro indukční
kalení.
VŠST Liberec 1974 |
| /9/ Mayer, J. : | Teoretické základy energetic-
kých zařízení.
VŠST Liberec 1984 |

8. PODĚKOVÁNÍ

Děkuji všem, kteří mi k vypracování tohoto diplomového úkolu poskytli své cenné rady a zkušenosti. Zejména děkuji soudruhu ing. Horynovi, CSc, ing. Štefanové, ing. Beranovi, s. Vorlovi, s. Maříkovi a pracovnícím laboratoře KMM.

Rollison / Miralova