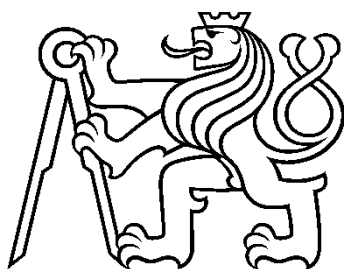


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ  
FAKULTA JADERNÁ a FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ  
KATEDRA FYZIKY



**VÝZKUMNÝ ÚKOL**  
**Tepelné a netepelné projevy interakce intenzivního**  
**XUV/rtg. záření s pevnou látkou**

Autor: Bc. Zuzana Kuglerová  
Vedoucí práce: Ing. Libor Juha, CSc.  
Konzultant: Mgr. Jaromír Chalupský, Ph.D.  
Praha, 2020

## Obsah

Úvod .....	4
1 Teoretická část .....	5
1.1 Interakce velmi intenzivního XUV/rtg. záření s pevnou látkou a plazmatem.....	5
1.2 Tepelné a netepelné účinky XUV/rtg. laserového záření.....	5
1.2.1 Experimentální rozlišení tepelného a netepelného tavení .....	6
1.2.1.1 Braggova difrakce rtg. záření na křemíku .....	7
1.3 WDM – prohrátá hustá hmota .....	8
1.3.1 Termomechanická odezva tlustých stlačených terčů a diamantových kovádkin na impulzy rtg. laserového záření .....	10
1.3.1.1 Modelování šíření tepla v materiálu .....	10
1.3.1.2 Výsledky modelování.....	11
1.3.1.3 Poškození materiálu .....	13
1.3.1.4 Diamantové kovádkiny .....	13
1.4 Metody měření teploty na povrchu pevné látky ozářené laserem .....	13
1.4.1 Elektrická měření.....	13
1.4.1.1 Určení maximální teploty na povrchu materiálu.....	14
1.4.2 Optické metody.....	14
1.4.2.1 Měření fázových změn křemíku a šíření tavení indukované laserem pomocí nanosekundové IČ radiometrie .....	15
1.4.2.2 Teplo uvolněné v planárním terči ozářeném FEL impulzem.....	16
1.4.3 Přímé měření teploty odporově zahřátého diamantu pomocí nepružného rozptylu rtg. laserového záření .....	19
2 Experimentální část.....	21
2.1 Charakteristika kamery .....	21
2.2 Uspořádání měření.....	21
2.2.1 Kalibrace termokamery .....	21
2.2.2 Zvětšení termokamery.....	23
2.3 Teorie experimentu .....	24
2.3.1 Stefan-Boltzmannův zákon .....	24
2.3.2 Zobrazení tenkou spojnou čočkou .....	25
2.4 Výsledky měření.....	25
2.4.1 Kalibrace termokamery v rozsahu do 500°C.....	25
2.4.2 Měření příčného zvětšení .....	28
2.4.3 Zobrazovací rovnice.....	30

3	Výsledky a diskuze .....	33
3.1	Kalibrace termokamery.....	33
3.2	Mezikroužky .....	33
3.2.1	Ohnisková vzdálenost, vzdálenost $a_0$ .....	33
3.2.2	Zaostření termokamery .....	34
4	Závěr .....	35
5	Literatura .....	36

# Úvod

Dlouhou dobu byla hmota dělena do tří základních skupenství – pevného, kapalného a plynného. Až ve 20. letech 20. století Irving Langmuir poprvé použil název plazma pro čtvrté skupenství, tedy hmotu složenou z ionizovaných atomů resp. molekul (tj. atomárních resp. molekulárních iontů) a elektronů.

Motivace studia plazmatu je dvojitá. Plazma tvoří většinu hmoty vesmíru a i na Zemi ho lze pozorovat ve formě blesků či polární záře. Popis jevů, které se v plazmatu odehrávají, vede k pochopení struktury a chování vesmírných těles, jako jsou mlhoviny, sluneční vítr, plynní a ledoví obři, hnědí a bílí trpaslíci, jež se skládají z lehkých prvků jako vodík, helium a uhlík. V jádrech některých z těchto těles navíc dochází k fúzi – slučování dvou lehkých jader prvků, při kterých se uvolňuje energie. Této skutečnosti si všimli i lidé a pokusili se tyto procesy napodobit v pozemských podmínkách. Zaměřili svou snahu k vytvoření fúzního reaktoru, tedy zařízení, které vytvoří vhodné podmínky pro jadernou fúzi a získání a využití energie, která se při ní uvolní.

S postupujícím časem se povedlo plazma alespoň částečně prozkoumat a dle dosažené hustoty a teploty elektronů a iontů plazma rozdělit do několika kategorií lišící se svými vlastnostmi. Na jedné straně stojí srážkové plazma, jehož popis není příliš vzdálen od ideálního plynu. Hůře popsatelným stavem je pak například prohřátá hustá hmota (*warm dense matter*, WDM), kde je třeba počítat se silnou coulombickou vazbou mezi ionty a elektrony (*strongly coupled systems*). Kinetické a potenciální energie částic jsou srovnatelné, plyn jeví známky kvantového chování a rozdílné teploty elektronů a iontů indikují stav mimo termodynamickou rovnováhu.

Z tohoto důvodu je nutné teoretické modely průběžně ověřovat experimentálně. K tomu dopomohl rozvoj laserů umožňujících generovat tak intenzivní záření, že jeho soustředění na materiál dodává dostatek energie pro silné a prudké ohřátí a ionizaci. V polovině 80. let 20. století se objevily první lasery pracující v měkkém rentgenovém spektrálním oboru. Vzhledem k tomu, že krátkým vlnovým délkám odpovídají vysoké kritické hustoty elektronů (srovnatelné s hustotou elektronů v pevné látce) lze jimi generovat prohřátou hustou hmotu objemovým (volumetrickým) ohřevem pevné fáze. V takto vytvářené WDM je dosaženo vysokých hustot a tlaků, zároveň však teplot okolo jednotek až desítek elektronvoltů. Tak vzniká plazma unikátních vlastností, které jsou významné především pro inerciální fúzi, astrofyziku a planetologii.

Velkou výzvou je měření vlastností takového plazmatu. Již zmíněná vysoká elektronová hustota vylučuje přímé užití technik založených na zobrazování nebo spektroskopii v dlouhovlnějších spektrálních oborech UV (ultrafialový), Vis (viditelný) nebo IR (infračervený), protože elektronová hustota plazmatu převyšuje kritickou hustotu, jež je pro tyto dlouhé vlnové délky velmi nízká. Nepřímé postupy však na těchto vlnových délkách možné jsou. V této práci se zaměříme na možnosti odhadu termalizované části energie impulsu krátkovlnného laseru deponované v pevném terči měřením tepelného záření. V teoretické části porovnáme různé přístupy k oceňování podílu tepelných a netepelných procesů probíhajících v pevných látkách ozářených krátkými a velmi krátkými laserovými impulzy. V experimentální části představíme pokročilou termokameru FLIR A6700sc a její kalibraci pro odhad podílu termalizované energie interagujícího laserového impulsu.

# 1 Teoretická část

## 1.1 Interakce velmi intenzivního XUV/rtg. záření s pevnou látkou a plazmatem

Interakce jednotlivých kvant energetického elektromagnetického záření s látkou v principu probíhá třemi základními procesy – fotoefektem, Comptonovým rozptylem nebo tvorbou elektron-pozitronového páru. Všechny procesy vedou k ionizaci ozářeného prostředí, převažující proces závisí na energii (vlnové délce  $\lambda$ ) záření. Pro energie fotonů XUV/rtg. záření (vlnová délka  $\lambda = 100 - 0,01$  nm) dochází na nízkých a středních intenzitách téměř výhradně k ionizaci fotoefektem.

Fotony s delší vlnovou délkou (VUV/XUV) interagují s elektrony na vnějších (valenčních) atomových resp. molekulových slupkách, předávají mu svou energii. Poté dojde k uvolnění tzv. fotoelektronu s kinetickou energií, která je rozdílem energie fotonu a vazebné energie elektronu. Fotony s kratší vlnovou délkou (SXR/rtg.) pak mají energii dostatečně vysokou, aby mohly interagovat a vytrhnout elektrony vnitřních slupek atomů.

Při interakci intenzivního XUV/rtg. záření s plazmatem se kromě fotoefektu začne projevovat konkurenční proces – kolizní absorpce záření, označovaná také jako inverzní brzdné záření (*inverse bremsstrahlung*, IBS; *collisional absorption*). K tomuto procesu dochází při pružných srážkách volných elektronů s ionty. Elektron v coulombickém poli iontu absorbuje foton, čímž se zvýší jeho kinetická energie.

Tento proces závisí především na srážkové frekvenci iontů a volných elektronů. Její konkrétní určení však závisí na více faktorech, jako jsou např. teplota elektronů, energetická distribuční funkce elektronů, atomové číslo iontů, stupeň ionizace atomů. Popis srážkového plazmatu je méně složitý, než popis hustého a silně vázaného plazmatu jako je prohrátá hustá hmota [1]. Průběh interakce také závisí na parametrech laserového svazku - délce laserového pulzu, vlnové délce záření a energii pulzu. Korektní a úplný popis IBS ve WDM vytvářené a interagující s XUV/rtg. laserovým impulzem nebyl teoretiky plazmatu dosud podán.

## 1.2 Tepelné a netepelné účinky XUV/rtg. laserového záření

Při interakci laserového záření s pevným terčem dochází k depozici části jeho energie v materiálu. Výsledek interakce ovlivňuje nejen plošná hustota energie laserového impulsu, která při překročení prahové hodnoty způsobí nevratné změny materiálu, ale i doba trvání impulsu. Při ozáření materiálu femtosekundovými impulzy je energie v materiálu uvolněna ve velmi krátkém čase, což může vést kromě tepelného tavení i k tavení netepelnému (*nonthermal melting*) [2].

Klíčovou roli hraje při tepelném tavení materiálu elektron-fononová interakce. Polovodiče jsou většinou krystalické látky (i když amorfni polovodiče mají svou specifickou úlohu v řadě elektronických součástek) - atomy zaujímají místo v krystalové mřížce, okolo kterého kmitají v důsledku nenulové teploty. Při interakci s elektronem je jim předána kinetická energie, což vede ke zvýšení amplitudy oscilací. Při dodání dostatečné energie pravidelná struktura materiálu přechází v neuspořádanou a dochází k uvolnění částic z jejich rovnovážných pozic a tedy k tavení mřížce. K tepelnému tavení dochází typicky v časech okolo několika pikosekund, při nichž dojde k elektron-fononové interakci, tj. energie excitovaných a následně ekvilibrizovaných elektronů se přenesou na krystalovou mřížku.

Netepelné tavení bylo dosud pozorováno hlavně při interakci femtosekundových laserových impulsů. Laserové záření excituje elektrony polovodičů z vazebných valenčních pásů (*bonding, valence bands*)

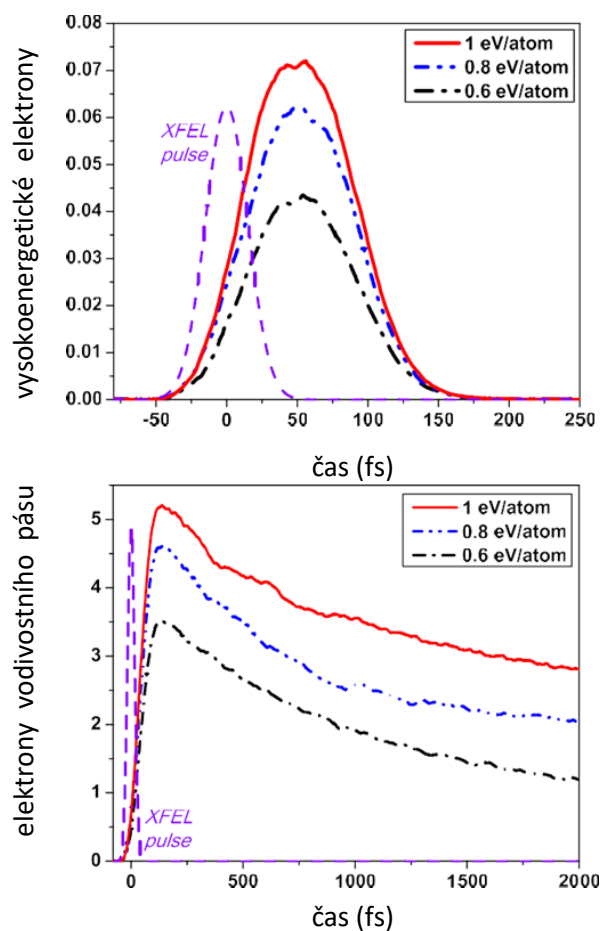
do protivazebných vodivostních pásů (*antibonding, conduction bands*). Tento přechod způsobí změnu potenciální energie atomů a pokud je dostatečně masivní, ústí v rychlý kolaps krystalové mřížky - netepelné tavení.

### 1.2.1 Experimentální rozlišení tepelného a netepelného tavení

Přímé rozlišení tepelného a netepelného poškození materiálu zatím nebylo experimentálně provedeno. Rozhodnutí o mechanismu poškození v současné době probíhá na základě posouzení doby, za kterou dojde ke změně materiálu. Byl však navržen model, který dovoluje rozlišení daných procesů.

Kód XTANT (*X-ray-induced Thermal And Nonthermal Transitions*) byl využit pro stanovení dávek absorbované energie, které v křemíku způsobí tavení. Pro parametry odpovídající laseru na volných elektronech (*XFEL*) o energii fotonů 24 keV a délce pulzu (FWHM)  $\sim 50$  fs bylo stanoveno, že pro absorbovanou dávku záření okolo 0,65 eV/atom dochází k tepelnému tavení křemíku, zatímco pro dávku kolem 0,9 eV/atom pak k tavení netepelnému [2].

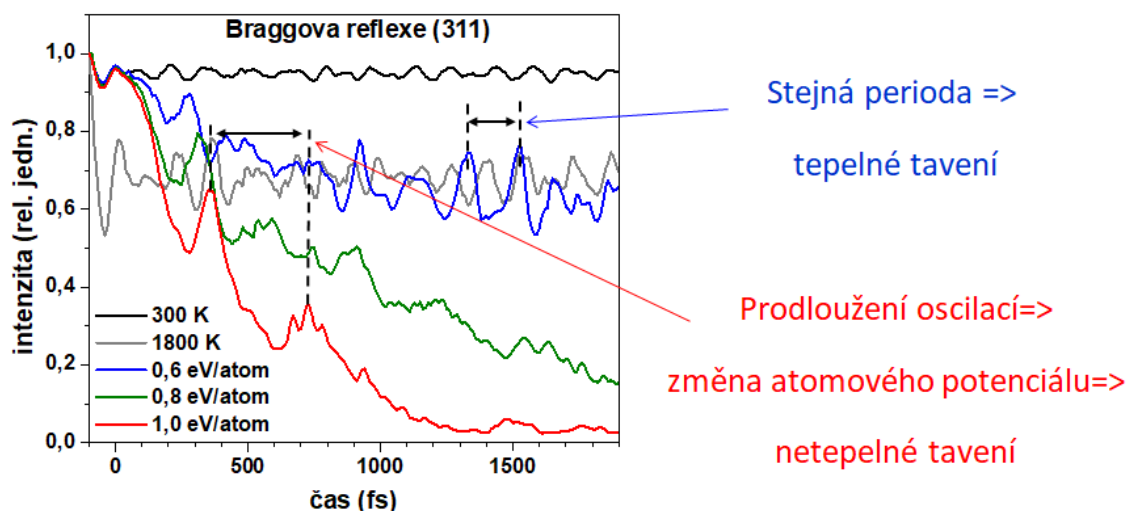
Na Obr. 1 je relativní zastoupení vysokoenergetických elektronů, resp. elektronů ve vodivostním pásu křemíku v čase  $t$  pro absorbované dávky energie 0,6, 0,8 a 1 eV/atom [2]. Vrchní graf ukazuje, jak je energie laserového impulzu deponována na povrchu a v podpovrchové vrstvě materiálu, kde dochází k její absorpci, což se projevuje nárůstem vysokoenergetických elektronů v materiálu a vznikem elektronové kaskády kolizní ionizací atomů. Pozdější část laserového impulzu zapříčiní, že v době okolo 150 fs je většina elektronů excitovaná z valenčního pásu do vodivostního a další vysokoenergetické elektrony již nepřibývají. Nárůst počtu elektronů ve vodivostním pásu je zobrazen na Obr. 1. Vysokoenergetické elektrony interagují s elektrony z valenčního pásu a dodávají jim energii pro přechod do pásu vodivostního. Maximální předaná energie je pro čas 150 – 200 fs, kdy končí ionizační kaskáda. Elektron-fononová interakce způsobuje pokles energie elektronů ve vodivostním pásu.



Obr. 1: Procento vysokoenergetických elektronů (energie  $> 10$  eV, horní graf) a nízkenergetických elektronů (energie  $< 10$  eV, dolní graf) ve křemíku vystavenému 50 fs (FWHM) laserovému impulzu o záření 24 keV pro různé absorbované dávky. Převzato z [2].

#### 1.2.1.1 Braggova difrakce rtg. záření na křemíku

Při průchodu rtg. záření krystalem se vytváří difrakční obrazec (*diffraction pattern*). Špičková intenzita braggovsky rozptýleného záření na křemíku v čase osciluje v důsledku kmitů atomů v krystalové mřížce při nenulové teplotě. Pro krystalové řezy křemíku (111), (311) a (333) byla určena perioda takových oscilací  $\sim 120$  fs pro teplotu  $T = 300$  K. Při konvenčním zahřátí materiálu na  $T = 1800$  K dochází ke změně periody na  $\sim 130$  fs. Braggovská maxima a jejich časové změny pak byly v křemíku analyzovány pro případy rtg. laserového ozáření na absorbovaných dávkách 0,6, 0,8 a 1 eV/atom. Výsledky jsou zobrazeny na Obr. 2 [2].



Obr. 2: Braggova maxima (311) ve křemíku vystavenému 50 fs (FWHM) laserovému impulzu 24-keV-ového záření pro různé absorbované dávky. Pro porovnání jsou v grafu zobrazena maxima neozařeného křemíku při pokojové teplotě a teplotě 1800 K. Převzato z [2].

Pro absorbovanou dávku 0,6 eV/atom dochází k prodloužení periody oscilací na 170 fs. Dávka odpovídá tepelnému tavení křemíku. To potvrzují výsledky simulace, které představuje modrá křivka na Obr. 2. Vidíme zachování periody časové modulace difrakčního signálu a pozvolný pokles jeho amplitudy, což je obojí typické pro tepelné tavení, jehož kinetika je řízena elektron-fononovou interakcí a změny atomového potenciálu jsou zpočátku nevýrazné.

Absorbování dávky 0,8 eV/atom způsobuje nárůst periody na 280 fs (zelená křivka na Obr. 2). Naopak amplituda oscilací braggovských reflexí klesá, což značí, že se uspořádanost struktury materiálu snižuje. Vysokoenergetické elektrony však ještě nejsou laserovým zářením generovány v materiálu v takovém počtu, aby došlo k netepelnému tavení. Je ale dostatečný pro způsobení podstatných změn v potenciálu atomů, což může ovlivnit průběh jeho tepelného tavení.

Absorbovaná dávka 1 eV/atom způsobí nárůst periody oscilací na 350 fs a perioda se navíc v čase dále prodlužuje. Na Obr. 2 (červená čára) též vidíme rychlý pokles amplitudy difragovaného signálu, což indikuje výrazné a rychlé změny uspořádání atomů v důsledku změny atomového potenciálu [2]. Pro rozlišení tepelného a netepelného tavení tedy můžeme navrhnout experiment časově rozlišené difrakce, kdy se v děliči (*split and delay unit*) rozdělí svazek XFEL na iniciující impuls zaručující depozici dávky až 1 eV/atom a sondující (difraktovaný) impuls, který na vzorek dorazí se zpožděním nastaveným tak, aby časové rozdíly mezi interakcemi iniciujícího a sondujícího impulsu pokryly interval od 0 do 2 ps.

### 1.3 WDM – prohřátá hustá hmota

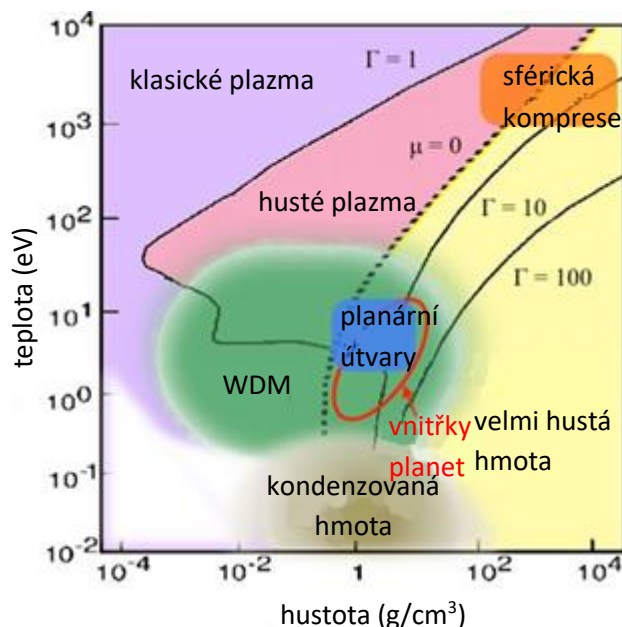
Prohřátá hustá hmota (*warm dense matter*, WDM) je stav hmoty, jehož hustota  $\rho = 10^{-3} - 10^2 \text{ g/cm}^3$  je typická pro pevné látky, naopak jeho teplota odpovídá nepříliš horkému plazmatu, dosahuje jednotek až desítek elektronvoltů [3, 4]. Za těchto podmínek jsou atomy částečně ionizované.

Vazebný parametr  $\Gamma$  slouží k popisu plazmatu. Je definován jako poměr coulombické a kinetické energie iontů. Pro ideální (kolizní) plazma platí, že kinetická energie iontů je mnohem větší, než jejich vzájemné elektrostatické působení, tedy  $\Gamma \ll 1$ . Opačného limitního případu je dosaženo pro nízké teploty látky a vysoké hustoty částic, což odpovídá látkám v pevném skupenství, pro které platí  $\Gamma \gg 1$ . Prohřátá hustá hmota dosahuje parametru  $\Gamma \approx 1$ , což odpovídá stavu, při kterém je kinetická



a potenciální energie nabitých částic v plazmatu srovnatelná. Jde tedy o jakýsi mezistav mezi pevnou lákou a srážkovým plazmatem.

Parametr degenerace  $\Theta$  je definován jako poměr tepelné a Fermiho energie elektronů v plazmatu. Pro prohrátou hustou hmotu platí  $\Theta \sim 1$ , což značí, že jsou atomy v látce částečně ionizovány v důsledku relativně vysokých hustot a odpuzivé síly působící mezi elektrony [4]. Na Obr. 3 je zobrazen fázový diagram zobrazující různé stavy hmoty v závislosti na její teplotě a hustotě.



Obr. 3: Fázový diagram pro režim WDM. WDM leží mezi pevnou látkou, velmi hustou hmotou a ideálním plazmatem (nízké hustoty) a překrývá planární útvary generované pomocí laseru a astrofyzikální podmínky. Parametr vázanosti  $\Gamma = 1$  odděluje silně a slabě vázané režimy,  $\mu$  je chemický potenciál kde křivka  $\mu = 0$  značí oblast, kde se Fermiho energie rovná  $k_B T$ , pod touto křivkou se nachází Fermiho degenerovaná hmota. Převzato z [4].

Prohrátá hustá hmota se vyskytuje v astrofyzikálních objektech – nejvýznamnější jsou nitra velkých planet a bílí trpaslíci, ovlivňuje jejich vlastnosti a významně ovlivnila procesy jejich vzniku. Je však důležitá i z hlediska inerciální fúze (*inertial confinement fusion*, ICF) – při stlačování se D-T palivo před zapálením nachází ve stavu prohráté husté hmoty. Její teoretický popis činí značné problémy, jelikož se WDM nachází v širokém rozsahu termodynamických podmínek. Ionty se pohybují jako tekutina, jejich prostorové uspořádání se stává značně nepravidelným. Elektrony jsou částečně či úplně degenerované, což vede k čistě kvantovým jevům. Ty, stejně jako nemožnost využití standardních aproximací, znemožňují popsat prohrátou hustou hmotu stejně jako ideální plazma. Běžně se proto výsledky experimentů využívají k doplnění popisu a potvrzení či vyvrácení teorií.

Existuje několik způsobů, jak prohrátou hustou hmotu vytvořit. Statické stlačení materiálu probíhá v diamantové kovadině (*diamond anvil cell*). Laserové pulzy dopadající na vzorek pak slouží k jeho ohřátí na teplotu až 5000 K, tlak působící na materiál dosahuje až 100 GPa. Tyto parametry však pokrývají jen část škály definující prohrátou hustou hmotu.

Dynamická komprese materiálu pomocí rázové vlny generované laserem vytváří stavy o teplotě až 100 eV a tlacích řádu jednotek Mbar. Laserové záření dopadající na terč látku vypařuje, ionizuje a vytváří výtrysk plazmatu expandující do vakua. Zákon zachování hybnosti určuje, že ablační tlak vytvoří rázovou vlnu šířící se materiálem v opačném směru, než expandující ablační výtrysk (*ablation plume*) a stlačuje ho. Energie laseru je předána elektronům procesem kolizní absorpce brzdného záření (tzv. *inverse bremsstrahlung*). Srážkami elektronů je energie laseru přeměněna na tepelnou energii.

K objemovému (*volumetric*) ohřevu materiálu se využívají iontové svazky a rentgenové záření, které pronikají hluboko do materiálu a zaručí jeho rovnoměrný ohřev bez vzniku hustotních gradientů. K izochorickému ohřevu pak dochází při použití velmi krátkých impulzů. Takový impuls je mnohem kratší, než je charakteristická doba elektron-fononové interakce. Jeho interakce s látkou proběhne v době, kdy se materiál ještě nestací modifikovat (pokud tedy uvažujeme tepelné tavení, jiné fázové přeměny, ablaci atp.) a nemusíme tedy uvažovat interakci s pozměněným nebo expandujícím materiálem. Použijeme-li krátké impulzy (typicky například nanosekundové z excimerových nebo pevnolátkových laserů, např. Nd:YAG), musíme již interakci s pozměněným resp. expandujícím odpařeným materiálem uvažovat.

K diagnostice prohráté husté hmoty se využívá celá řada přístrojů a zařízení, které pracují na různých principech. Část metod využívá sondovací laserový svazek, který interaguje s hmotou pozměněnou iniciujícím impulzem. Další možnosti skýtá emise fotonů resp. nabitých částic z nitra nebo povrchu zahřáté husté hmoty. Vyčerpávající přehled jak aktivních, tak pasivních metod podává přehledový článek [4]. V této práci se budeme věnovat pasivní diagnostické technice, která zkoumá emisi tepelného záření ani ne tak z vlastní WDM, jako z terče, na němž je WDM generována. Takto určené množství uvolněné tepelné energie by nám mělo pomoci alespoň odhadnout podíl energie termalizované při a po interakci XUV/rtg. laserového svazku s pevným terčem.

### **1.3.1 Termomechanická odezva tlustých stlačených terčů a diamantových kovádelin na impulzy rtg. laserového záření**

K dosažení stavů typických pro prohrátou hustou hmotu se využívají různá experimentální uspořádání. Tlusté stlačené terče (*thick tamped targets*) a diamantové kovádeliny (*diamond anvil cells*) umožňují udržení a zkoumání prohráté husté hmoty po dobu mnohem delší, než laserové interakční experimenty. Podstatnou roli v nich hrají termomechanické procesy. Z těchto dvou důvodů jim budeme v této části práce věnovat pozornost. V práci [5] je zkoumaný vzorek obklopen tamperem (tento ve fyzice vysokých hustot energie hojně používaný termín je obtížné přeložit do češtiny – asi nejvýstižnější by byla zhuťňovací nebo stlačovací vrstva) z vhodně zvoleného materiálu. Tamper je volen tak, aby propouštěl rtg. záření. To je absorbováno až ve středu terče, kde silně zahřívá materiál vzorku. Absorpce záření v látce závisí na jeho atomovém čísle jako  $Z^4$ . Pro těžké prvky a energii fotonů 10 keV proniká rtg. záření do hloubky  $\mu\text{m}$ ; v lehkých prvcích se šíří až několik mm.

Kombinace ohřevu zářením a využití tamperu a kovádeliny umožní zkoumání prohráté husté hmoty po dobu dostatečnou k tomu, aby došlo k ustanovení lokální tepelné rovnováhy, termodynamické rovnováhy, projeví se následky vedení tepla, proběhly fázové přeměny materiálu a chemické reakce. Tedy procesy významné především pro planetologii.

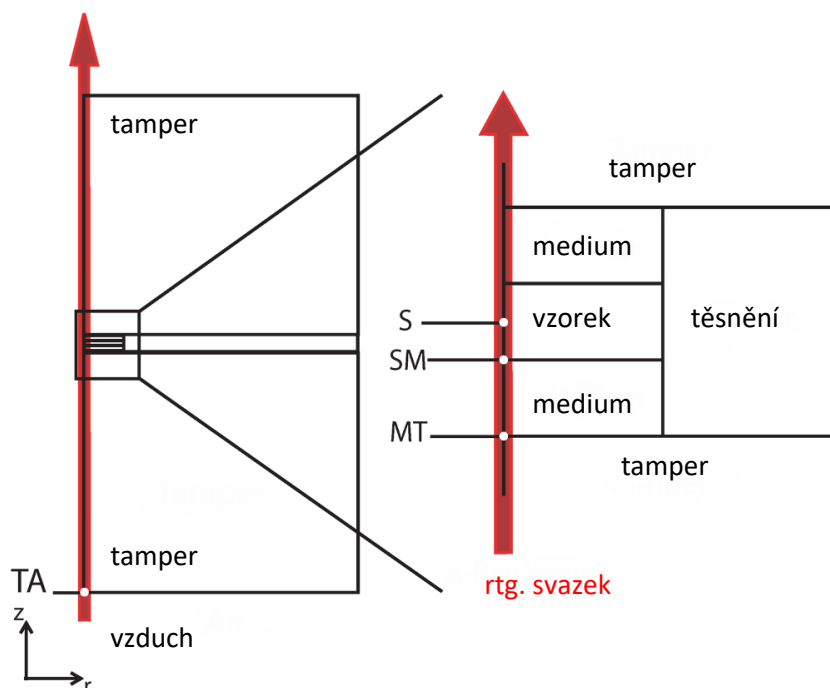
#### **1.3.1.1 Modelování šíření tepla v materiálu**

Terče jsou tvořeny z jedné či více vrstev zkoumaného materiálu tlustých několik  $\mu\text{m}$ . Vzorek je obklopen tamperem o tloušťce několik mm. Jako tamper se využívá materiál s vysokou tepelnou vodivostí, která zvyšuje jeho stabilitu vůči tepelným procesům, jimž je tamper vystaven při kontaktu s ozářeným materiálem terče. Vhodné jsou materiály odolné vůči termomechanickému pnutí způsobenému předstlačením tamperu. Předstlačení vzorku umožní zkoumat neobvyklé jevy v prohráté husté hmotě, například přeměnu molekulárních izolantů na kovovou strukturu nebo fázovou separaci.

Jako zdroj tvrdého rtg. záření se uvažují lasery na volných elektronech (*free-electron laser*, FEL), optické lasery, protonové a iontové svazky. Model však počítá s FEL zařízeními emitujícími monochromatické záření. To je absorbováno a termalizováno v časech kratších než  $\sim 100$  ps v oblasti o průměru  $\sim 10$   $\mu\text{m}$ . Expanze zahřátého terčového materiálu způsobí vznik kompresní vlny, která po

dobu ps – ns adiabaticky mění tlak a teplotu. V čase okolo ps – ns dochází k porušení adiabatického procesu, materiál je ochlazován vlivem vedení tepla do dalších částí terče a tamperu. Za těchto podmínek je materiál ve stavu LTE. Dále je jeho vývoj řízen přenosem tepla a hydrodynamickými procesy.

K modelování vývoje teploty terčů byla využita metoda konečných prvků (*finite element model*). Ta umožnila popis vedení tepla na mikrosekundové časové škále. Schéma terče a ozařovacího uspořádání je uvedeno na Obr. 4 [5]. Rentgenový impuls prochází tamperem o tloušťce 2 mm do vrstvy rozhraní (medium; asi nejvýstižnější český termín by byl mezivrstva nebo nárazníková vrstva) tlusté 5  $\mu\text{m}$ . Medium slouží k ochraně tamperu před přímým ohřevem ze vzorku a absorbuje (rozloží) pnutí vyvolané expanzí zahřátého materiálu vzorku. Za vzorkem je další vrstva media a tamperu. Vývoj teploty je určen z rovnice vedení tepla. Energie impulsu je absorbována v jednotlivých vrstvách terče dle Lambert-Beerova zákona, rozptyl záření je zanedbán.

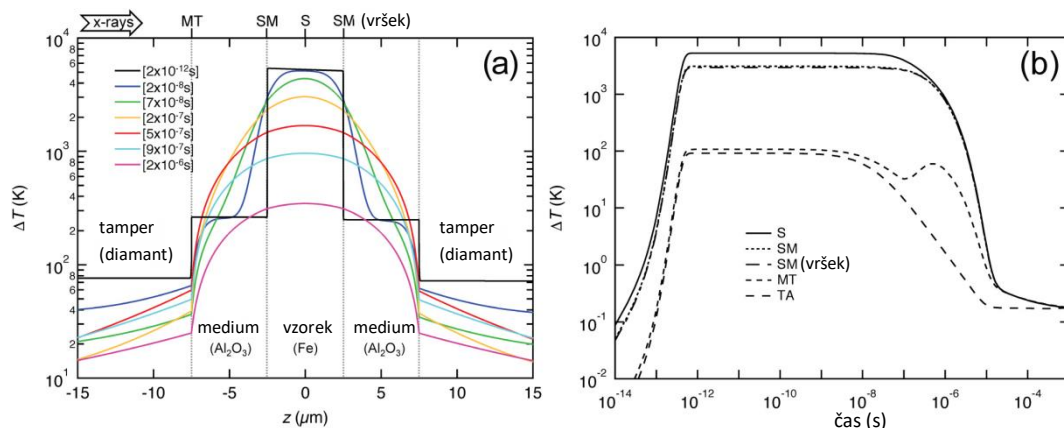


Obr. 4: Schéma geometrie vzorku zobrazující osově symetrický výřez od osy k okraji válce. Rtg. svazek prochází ze spodu nahoru. Měření je provedeno centru vzorku (S), rozhraní vzorek-medium (SM), rozhraní medium-tamper (MT), rozhraní tamper-vzduch (TA). Převzato z [5].

Hydrodynamický model byl využit pro popis šíření tepla a transport hmoty ve formě rázových vln v prvních několika ns za předpokladu izochorického děje. Počáteční teplota vzorku byla 300 K. Materiál mohl být zahřát na teploty až  $10^5$  K a stlačen tlakem až  $10^3$  GPa.

### 1.3.1.2 Výsledky modelování

Na Obr. 5 je zobrazen výsledek simulace pro energii fotonů 25 keV, energii v jednom FEL impulsu 0,35 mJ. Jako tamper byl využit diamant, jako medium  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , jako vzorek Fe. Nejvíce zahřát byl vzorek, změna teploty u tamperu nebyla tolik výrazná díky slabší rtg. absorpci a velmi dobré tepelné vodivosti diamantu. Nárůst teploty v čase  $10^{-6}$  s na rozhraní media a tamperu je dán šířením tepelné vlny ze středu vzorku.



**Obr. 5: Tepelná odezva ve struktuře složeného terče ze základní simulace. (a) Změna teploty v závislosti na pozici rovnoběžné se směrem šíření svazku v centru vzorku ( $r=0$ ). (b) Změna teploty v závislosti na čase v centru vzorku (S), na rozhraní vzorek-medium (SM), na konci rozhraní vzorek-medium (SM top), na rozhraní medium-tamper (MT), na rozhraní tamper-vzduch (TA). Převezato z [5].**

Výsledky modelování byly získány pro terče vystavené rtg. FEL záření o energiích fotonů 5, 10, 15, 20 a 25 keV. Energie fotonů ovlivňuje prostorové rozložení absorpce impulsu ve vrstevnaté struktuře terče. Pro nízké energie fotonů je FEL impuls částečně absorbován v tamperu, samotný vzorek se proto ohřívá slaběji a nerovnoměrněji. Naopak pro vysoké energie fotonů (tvrdé rtg. záření) dochází k rovnoměrnému ohřevu vzorku, tamper a medium jsou ohřáty jen minimálně v porovnání se vzorkem. Jak jsme již uvedli výše, je to především důsledek rozdílu ve středním protonovém čísle a hustotě použitých materiálů.

Přítomnost media (mezivrstvy) mezi vzorkem a tamperem zabráňuje masivnímu přestupu tepla do tamperu a rychlému ochlazování vzorku. Simulace ukazují, že rychlost ochlazování vzorku nezávisí v submikrosekundových časech na tloušťce media. Rostoucí tloušťka media ale ovlivňuje zahřívání tamperu. Tlustá mezivrstva zajišťuje to, že tamper také není vystaven působení až tak vysokých teplot, což může pozitivně ovlivňovat jeho stabilitu.

Jako materiál vzorku bylo použito Fe, Mo, Pb,  $\text{H}_2\text{O}$  a  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (GGG). Kromě vody jde o materiály s vysokým  $Z$ , dobře tedy absorbují rtg. záření a jsou lépe prohřívány. Voda a GGG jsou elektrické izolanty, mají nízkou tepelnou vodivost v porovnání s kovy. GGG má vysoké střední protonové číslo, proto jej rtg. FEL záření zahřívá podobně jako Fe. Výsledky modelování pro  $\text{H}_2\text{O}$  ukázaly zpomalený nárůst teploty oproti ostatním materiálům, což je důsledkem jejího nižšího protonového čísla a hustoty.

Jako tamper byl použit diamant, grafit, Be, Kapton (organický polymer - polyimid) a  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Jde o materiály s nízkým  $Z$ , které dobře propouští rtg. záření.  $\text{Al}_2\text{O}_3$  má však nižší propustnost, než ostatní materiály, proto byl tamper více zahřát a vzorek naopak méně.

Materiál media je také volen s nízkým atomovým číslem  $Z$  kvůli nízké absorpci záření. Medium ovlivňuje rychlost chladnutí vzorku, jelikož odvádí teplo ze vzorku do tamperu. Modely prokázaly, že výsledky pro  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , LiF a Ar se od sebe výrazně liší. Je to důsledek jejich rozdílných tepelných vodivostí. Tyto rozdíly se nejvíc projeví v časech kolem  $10^{-6}$  s, kdy k mediu dorazí tepelná vlna ze vzorku.

Výsledky hydrodynamického modelu popisují vývoj teploty v počátcích. Vzorek je velmi ohřátý oproti okolním vrstvám, což vytváří gradienty teploty a tlaku. Ve vzorku vzniká rázová vlna šířící se do chladného materiálu, zvyšuje jeho tlak a materiál expanduje. Expanze začíná na povrchu vzorku – směrem ven do media a tamperu se šíří rázová vlna, která je stlačuje. Dovnitř vzorku se šíří vlna zředění, která ve středu vzorku vytváří podtlak. Vlny způsobí zahřátí media a tamperu a ochlazení

vzorku. Výrazné změny teploty vzorku jsou patrné pro počáteční hodnoty okolo 17700 K, pro teploty nižší, než 1000 K, má tento jev jen velmi malý vliv na další vývoj teploty ve vzorku daný vedením tepla.

### 1.3.1.3 Poškození materiálu

Při ozařování materiálů se často zkoumá vliv více pulzů. Pro opakovací frekvenci vyšší, než je doba tepelné relaxace  $\sim 10$  ns, bude docházet k akumulaci tepla ve vzorku. Po překročení prahové hodnoty bude docházet k tavení materiálu.

Tepelné namáhání terče vede k fázovým změnám materiálu, snížení odolnosti a vypařování. Odolnost terče závisí hlavně na tamperu, který musí udržet vzorek. Pro tampery s vysokou tepelnou vodivostí a s využitím media snižující namáhání tamperu lze dosáhnout teplot vzorku až  $10^4$  K aniž by došlo k poškození či modifikaci materiálu tamperu.

Radiační poškození materiálu se může projevit změnami vlastností – excitací elektronů izolantů se z nich stávají vodiče, může docházet k porušení vazeb mezi atomy a ke strukturálním změnám materiálu (přeměna diamantu na grafit). Také může docházet k ablaci materiálu. V modelovaných situacích je však energie absorbovaná jedním atomem nedostatečná pro poškození materiálu.

Rychlý ohřev materiálu způsobuje termodynamické napětí, které může způsobit deformace, lámání, odlupování vrstev na rozhraní materiálu. Tyto jevy mohou spolu s přímým tepelným namáháním způsobit nevratné změny v terči. Mechanické napětí je v tomto případě srovnatelné s tlakem uvnitř vzorku daným rozdílem teplot, proto materiál tamperu výrazně nepoškodí. Diamant vykazuje nejlepší odolnost vůči rázovým i tepelným vlnám. Vhodné je také použít medium, které je schopné rázovou vlnu částečně utlumit a minimalizovat tak následné namáhání tamperu.

### 1.3.1.4 Diamantové kovadliny

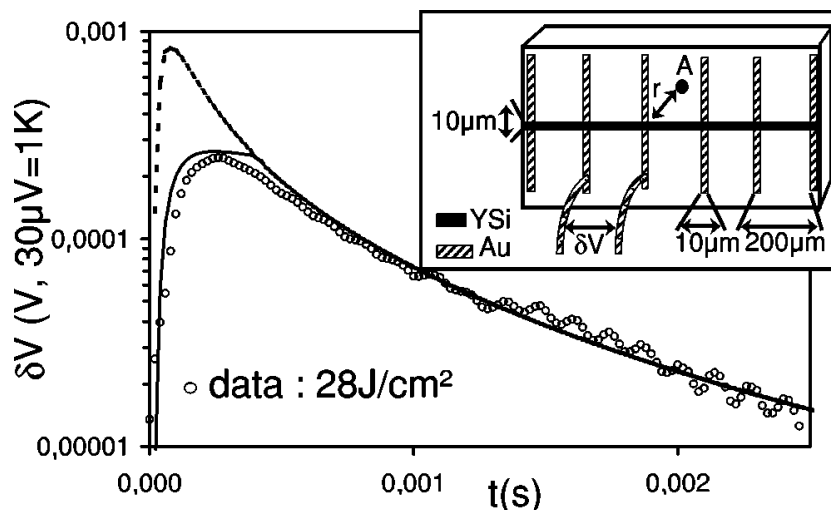
Diamantové kovadliny umožňují stlačení vzorku na tlak až 1000 GPa pomocí tvrdých materiálů – diamantu,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  nebo SiC. Stlačení před ozářením by mohlo pomoci ke stabilizaci terče a odstranění jeho expanze. Kovadliny jsou odolné vůči praskání a experimenty s IR lasery zahřívající vzorek prokázaly jejich odolnost vůči tepelnému namáhání. Jejich využití by proto vedlo k vytvoření stabilnějších podmínek, než pouze využití tamperu, umožňující zkoumání prohráté husté hmoty.

## 1.4 Metody měření teploty na povrchu pevné látky ozářené laserem

### 1.4.1 Elektrická měření

Vzorek křemene byl ozářen Ti-safírovým laserem o vlnové délce  $\lambda = 790$  nm, délce pulzu 50 fs. Pulzy byly následně zesíleny na energii jednoho impulsu 2 mJ. Fluence jednotlivých pulzů dosahovala až šestinásobku  $F_C$ , kde  $F_C$  je prahová fluence (plošná hustota energie) nevratného poškození materiálu.

Na povrchu křemenného vzorku byla litograficky vytvořena série mikrotermočlánků. Tvoří ji pásek z amorfního  $\text{Y}_{0,2}\text{Si}_{0,8}$  o tloušťce 10  $\mu\text{m}$  a délce 5 mm, který v kolmém směru kříží 6 zlatých pásků o tloušťce 10  $\mu\text{m}$  s rozestupy 200  $\mu\text{m}$ . Amorfní  $\text{Y}_{0,2}\text{Si}_{0,8}$  je termoelektrický materiál, v němž při zahřátí vzniká napětí  $\approx 30$   $\mu\text{V/K}$ . Zlaté pásy indikují změnu napětí  $\delta V$  generované při zahřátí materiálu v bodě A, který je ve vzdálenosti  $r$  od mikrostruktury. Měření probíhalo pro vzdálenosti  $r$  větší, než 40  $\mu\text{m}$ , aby nedošlo k poškození mikrostruktury laserovými pulzy o šířce svazku 20  $\mu\text{m}$ . Detailní schéma mikrotermočlánku je zobrazeno na Obr. 6 [6].



Obr. 6: Detail: schéma mikrotermočláčku. Hlavní graf: Typický změřený pulz; přerušovaná čára: fit  $\delta V$  ( $t > 0,6$  ms) využitím rovnice vedení tepla; plná čára: konvoluce fitu s  $\tau = 0,4$  ms. Převzato z [6].

#### 1.4.1.1 Určení maximální teploty na povrchu materiálu

Při interakci ultrakrátkého laserového impulzu s materiálem dochází k jeho přeměně na plazma. Vzniká ablační (plazmový) výtrysk, který odnáší část energie s sebou do vakua. Další část energie je vyzářena do vakua ve formě záření různých vlnových délek v různých spektrálních oborech. Zbylá energie se ve formě tepla šíří materiálem a ohřívá ho. To lze popsat rovnicí vedení tepla, v níž lze zanedbat ztráty tepla sekundárním zářivým ohřevem a prouděním tepla (jde o pevnou látku, nikoliv kapalinu), jelikož se uvažuje pouze část energie deponovaná do pevného materiálu. Řešení rovnice vedení tepla také uvažuje tzv. *skin effect*, při kterém se část záření odrazí od plazmatu v místě kritické hustoty a tedy nepřispívá k ohřevu materiálu. Pro fluence záření  $F = 6 \text{ J/cm}^2 = 1,2 \cdot F_C$  byla numerickými výpočty z Hemholtzovy rovnice stanovena vzdálenost  $z^* = 200 \text{ nm}$ , ve které je materiál excitován v důsledku absorpce záření a dochází k jeho ohřevu.

Na Obr. 6 jsou kroužky zobrazena naměřená data pro fluence  $F = 28 \text{ J/cm}^2$  ve vzdálenosti  $r = 42 \mu\text{m}$ . Přerušovaná čára značí řešení rovnice vedení tepla. Pro časy  $t < 0,6 \text{ ms}$  se řešení s experimentálními daty neshoduje, což lze odůvodnit konečným časem, který mikrotermočlánek potřebuje pro ohřátí na stejnou teplotu, jakou měl vzorek křemene. Konvolucí řešení s konstantou  $\tau = 0,4 \text{ ms}$  dostáváme řešení, které se velmi dobře shoduje s experimentálními výsledky. Maximální teplota  $T_{max}$  na povrchu vzorku v místě dopadu laserových pulzů je určena jako maximum rozložení teplot, jež je řešením rovnice vedení tepla.

Pro fluenci  $F = 6 \text{ J/cm}^2 = 1,2 \cdot F_C$  byla určena maximální dosažená teplota  $T_{max} = 3000 \text{ °C}$ . Křemen má teplotu tání  $\Theta_m \approx 1700 \text{ °C}$  a bod varu  $\Theta_b \approx 2600 \text{ °C}$ . Maximální teplota obě tyto hodnoty přesahuje, proto lze soudit, že v tomto případě stojí za odstraněním materiálu tepelné efekty [6].

#### 1.4.2 Optické metody

Jednou z klíčových vlastností absolutně černého tělesa je schopnost absorbovat veškeré záření, které na něj dopadne. Naopak pro nenulové teploty absolutně černé těleso vyzařuje, hustota záření závisí na teplotě tělesa a vyzařované frekvenci. Tato závislost je popsána Planckovým zákonem.

Pro tzv. šedá tělesa je situace o něco složitější. Jelikož jejich schopnost absorpce není absolutní, při dopadu záření na jejich povrch dochází k odrazu části záření; také může dojít k průchodu záření materiálem. Tyto tři procesy jsou vyjádřeny koeficienty popisující poměrné zastoupení těchto dějů -

záření absorbované z okolí je popsáno koeficientem absorpce (*absorbance*), odražené záření odrazivostí (*reflectance*) a prošlé záření propustností prostředí (*transmittance*). Tyto tři koeficienty se pro různé materiály liší a závisí na jejich vlastnostech [7].

Při měření teplot typických pro prohřátou hustou hmotu vytvářenou interakcí laserového paprsku s povrchem vzorku vyvstává otázka, jak měřit její teplotu. Vzhledem k vysokým teplotám, kterých je na povrchu dosaženo, a zároveň krátkým časům trvání impulzu není možné použít běžné měřicí metody. Jedním z možných řešení je využití optické pyrometrie – bezkontaktní metody měření teploty založené na detekci záření zahřátého materiálu.

Infračervené termokamery jsou využívány, pokud je třeba kromě stanovení teploty materiálu stanovit i rozložení teplot na povrchu zkoumaného objektu. Blízké infračervené záření ( $\lambda = 900 - 1400 \mu\text{m}$ ) je vyzařováno všemi tělesy s nenulovou teplotou. IČ termokamery toto záření přes soustavu čoček a optických komponent fokusují na detektor. Tepelné detektory využívají změnu odporu materiálu s rostoucí teplotou, kterou mu předá dopadající záření. Kvantové detektory využívají interakci dopadajícího záření s elektrony. Jsou přesnější, než tepelné detektory, vyžadují však chlazení [8].

Naměřená intenzita záření však neodpovídá vyzářené intenzitě měřeného tělesa. Je třeba počítat i s prostředím, které část záření pohltí, zároveň však jinou část záření vzhledem ke své nenulové teplotě vyzáří. Roli hrají i okolní předměty, které vyzařují, a část tohoto záření se odrazí od povrchu měřeného materiálu. Při určování výsledné intenzity záření měřeného tělesa se proto naměřená data srovnávají s kalibračními hodnotami černého tělesa.

#### **1.4.2.1 Měření fázových změn křemíku a šíření tavení indukované laserem pomocí nanosekundové IČ radiometrie**

Monokrystalická křemíková destička (*wafer*) s orientací povrchu (100) a tloušťkou  $575 \mu\text{m}$  dopovaná antimonem Sb s povrchovou vrstvou o tloušťce  $50 \mu\text{m}$  dopovanou fosforem P byla využita pro studium tavení indukovaného krátkým impulzem z UV laseru. Jako zdroj záření byl využit KrF excimerový laser s vlnovou délkou  $\lambda = 248 \text{ nm}$  a dobou trvání pulzu  $27 \text{ ns}$  (FWHM). Energie pulzu homogenního laserového svazku byla měněna pomocí vysokonapěťového obvodu a optických atenuátorů v rozsahu plošných hustot energií  $700 - 4300 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$  [9].

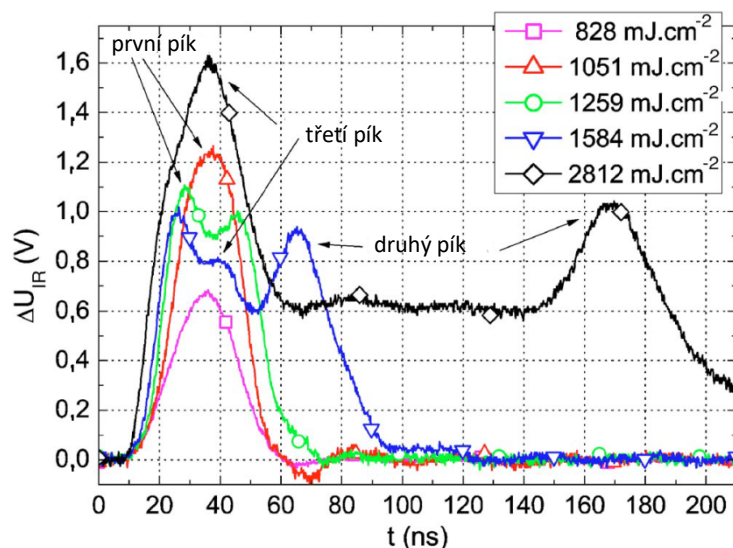
IČ záření emitované z křemíku bylo pomocí dvou parabolických zrcadel fokusováno do detektoru, jímž byla fotovoltaicky zapojená fotodioda HgCdTe chlazená tekutým dusíkem. Ta registruje záření vlnových délek  $2 - 12 \mu\text{m}$  v šířce pásma (*bandwidth*) až  $100 \text{ MHz}$ . Časově rozlišená detekce změn reflektivity (*time resolvent reflectivity (TRR) method*) využila He-Ne laser v kontinuálním provozu o vlnové délce  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ , úzkopásmový interferenční filtr a fotodiodu [9].

Odrazivost monokrystalického křemíku pro vlnovou délku  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  a teplotu  $T = 300 \text{ K}$  je  $35 \%$ . Roztavený křemík má vlastnosti podobné kovům, jeho odrazivost se proto zvýší na  $73 \%$  [9].

#### **Časový vývoj odrazivosti křemíku**

Při ozáření křemíku laserovým impulzem dochází k jeho ohřevu a, je-li plošná hustota energie dostatečně vysoká, i k následnému tavení materiálu. Při měření IR záření emitovaného z křemíku v čase můžeme pozorovat v detekovaném signálu jeden až tři píky v závislosti na plošné hustotě energie pulzu. Na Obr. 7 je zobrazen časový vývoj pro různé hodnoty fluence [9].





Obr. 7: Průběh signálů IR radiometrie získaných pro různé plošné hustoty energií UV laserového impulsu způsobující ohřev a homogenní tavení křemíku. Převzato z [9].

První pík představuje ohřev materiálu, díky kterému dochází k vyšší emisi záření. Výška píku roste úměrně s energií impulsu. Při překročení prahové hodnoty  $1100 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$  dochází k vytvoření druhého píku, mezi oběma píky vzniká mělká prohlubeň. Překročením prahové hodnoty energie začne na povrchu materiálu tavení, které díky své zvýšení odrazivosti zabraňuje průchodu záření z vnitřku materiálu. S rostoucí energií dále klesá detekovaná intenzita tepelného záření, jelikož se taví stále víc materiálu. Druhý pík se objevuje za situace, kdy materiál chladne a kapalný křemík opět tuhne.

Pro plošné hustoty energie  $1340 - 1580 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$  dochází k rozšiřování píku v důsledku rozšíření prohlubně mezi píky. Rostoucí hustota energie ohřívá a taví stále větší objem materiálu, který potřebuje více času pro následnou rekrystalizaci.

Hustoty energie nad  $1600 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$  zapříčiní vznik třetího píku, těsně za prvním, který odpovídá důsledkům zahřívání roztaveného materiálu. Mezi ním a druhým píkem je plato, které vzniká díky konstantní tepelné emisi tekutého křemíku o teplotě  $T = 1412 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . Čas odpovídající středu druhého píku označuje dobu, kterou křemík potřeboval k ochlazení nutnému k přeměně zpět na pevnou látku [9].

#### 1.4.2.2 Teplo uvolněné v planárním terči ozářeném FEL impulzem

Lasery na volných elektronech (*free-electron laser, FEL*) dosahují ve svých velmi krátkých impulzech velkých hustot energie. Jsou tedy velmi vhodné k vytváření prohráté husté hmoty. Energie nesené pulzem jsou natolik velké, že jsou schopny excitovat atomy terče. V době okolo  $1 \text{ ps}$  dochází v látce k silné elektron-fononové interakci resp. vazbě (*electron-phonon interaction resp. coupling*), díky níž elektrony předávají energii kmitům atomů mřížky. Po několika pikosekundách jsou kmity atomů srovnatelné se vzdálenostmi atomů v látce. V časech několika jednotek až desítek ps dochází k tepelnému tavení či vypařování materiálu. Výše jsme si však vyložili, že za určitých podmínek, především dostatečně vysokých fluencí, může probíhat mnohem rychlejší netepelné tavení. Situace je tedy velmi komplikovaná a nejednoznačná.

Vývoj teplotního profilu v čase a prostoru vystihují rovnice vedení tepla v pevné látce. Při jejím řešení se uvažuje zanedbání radiačních ztrát. Vedení tepla v pevné látce tepla pak lze popsat jako šíření tepelné vlny v daném materiálu. Vysoké stavové parametry a jejich extrémně rychlé změny znemožňují měření teploty přímo v místě, kde nejintenzivnější část laserového svazku interaguje



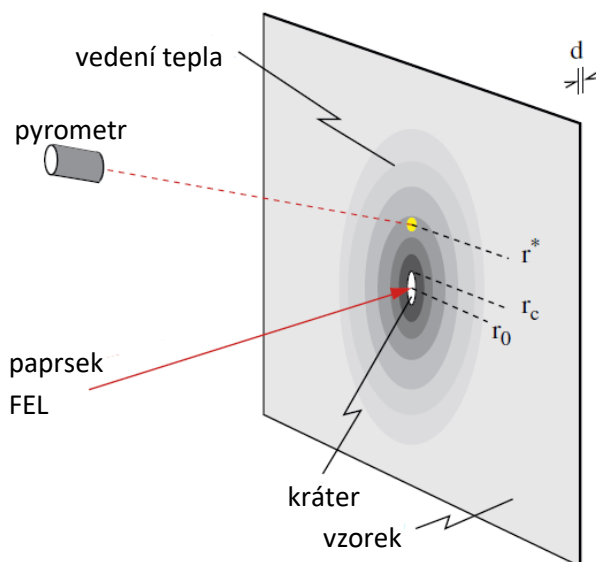
s terčem. Pokud se však uvažuje opakovací frekvence FEL laseru nižší, než 1 kHz, časová škála experimentu bude mnohem vyšší, než čas potřebný pro průchod tepelné vlny. Takto lze v místě  $\approx 500 \mu\text{m}$  od středu fokusovaného svazku sledovat teplotní změny, které by mělo být možno dobře vystihnout řešitelnou rovnicí vedení (difúze) tepla [10].

### Prostorový a časový vývoj teplotního profilu

Pro hliníkovou destičku tenkou  $\approx 50 \text{ nm}$  ozářenou pulzy z laseru na volných elektronech trvajících 15 fs s energií fotonů 92 eV byly v práci [10] počítačově modelovány různé situace popisující vývoj rozložení teplot v materiálu terče. Model počítá s radiální symetrií laserového pulzu. Při interakci je energie laseru absorbována v materiálu a prvotní teplotní profil bude dán profilem příčného rozdělení energie v laserovém svazku.

Pro časy  $< 1 \text{ ns}$  je materiál ve středu fokusovaného svazku vystaven velmi vysokým teplotám, které způsobují emisi záření a zároveň dochází k vypařování materiálu. Energie laseru je v tomto případě spotřebována a nejdříve nedochází k tepelnému přenosu do okolního materiálu. Tím okolo centra vzniká kráter. V čase okolo 1 ns se ustavuje tepelná rovnováha mezi povrchem vzorku a oblastí zasaženou laserovým pulzem, což dovolí šíření tepla do nitra a po povrchu materiálu terče, který nebyl ozářen.

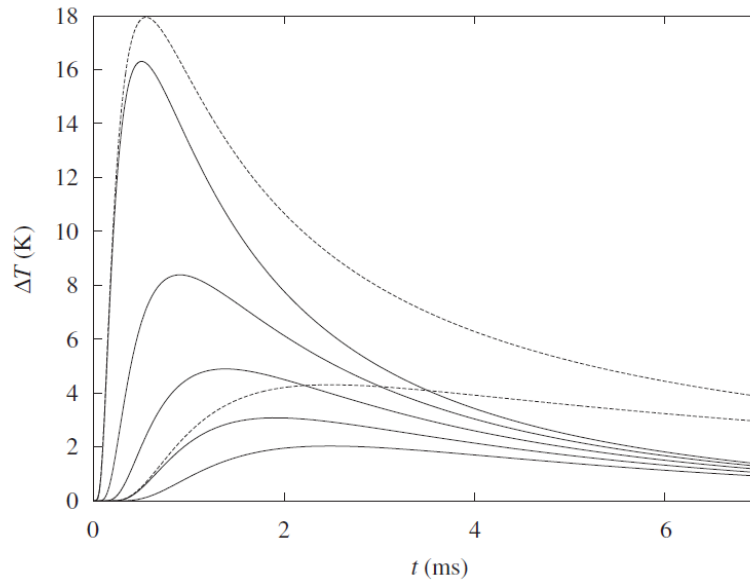
Numerické řešení rovnice vedení tepla bylo využito k vytvoření teplotního profilu. Model počítá vývoj teploty v čase pro určité místo ve vzdálenosti  $r^*$  od centra. Zde je teplota měřena pomocí pyrometru, který je schopen sledovat změny v rozmezí mikrosekund. Tato vzdálenost spolu s tepelnou vodivostí materiálu zaručí, že je možné pozorovat velmi rychlé fenomény probíhající v materiálu. Na druhou stranu tím však dochází ke ztrátě informací – měřený teplotní rozsah je menší, proto nelze získat příliš detailní informace o vývoji teploty. Na Obr. 8 je zobrazeno experimentální uspořádání pro měření teploty [10].



**Obr. 8:** Experimentální uspořádání měření teplot v blízkosti oblasti interakce FEL svazku s pevným terčem. Převzato z [10].

Na Obr. 9 je zobrazeno numerické řešení rovnice vedení tepla, které zohledňuje různé pozice pyrometru  $r^*$  [10]. Řešení počítá s teplotou pozadí  $T_{bkg} = 500 \text{ K}$ , teplotou vypařování materiálu  $T_{evap} = 2000 \text{ K}$ , parametrem zohledňujícím velikost ohniska  $\xi \approx 34 \mu\text{m}$ . Všechny křivky vykazují

nárůst v důsledku šíření tepla v materiálu a jeho ohřevu. Hodnota maxima závisí na pozici pyrometru, respektive na čase, za který se teplo do daného místa stihne rozšířit. Poté dochází k poklesu teploty v důsledku dalšího vedení tepla do vzdálenějších oblastí terče. Ze srovnání daných křivek je patrné, že pro bližší pozice měření pyrometru k centru lze získat detailnější průběh teplotního profilu. Přerušované křivky představují řešení při zanedbání ztrát zářením. Pro časy  $t < 0,5$  ms se radiální ztráty téměř neprojevují, poté už přispívají k rychlejšímu poklesu teploty.



Obr. 9: Časový vývoj teploty  $\Delta T = T(t) - T_{bkg}$  pro zvyšující se vzdálenost od středu interakční oblasti  $r^* = 512, 683, 853, 1024, 1195 \mu\text{m}$  (plné křivky) pro  $T_0 = 10500 \text{ K}$ ,  $\xi = 34 \mu\text{m}$ ,  $T_{bkg} = 500 \text{ K}$ . Přerušované křivky ukazují vývoj teploty  $\Delta T$  při zanedbání radiace pro vzdálenosti  $r^* = 512, 1024 \mu\text{m}$ . Převzato z [10].

### Bayesovská inverze experimentálně získaných informací

Řešení rovnice vedení tepla dovoluje určit, jak se v určitém místě vzorku  $r^*$  mění teplota v čase  $t$ . Tento vývoj teplotního profilu lze také měřit pomocí pyrometru. Matematickými metodami pak hledáme řešení, které odpovídá teplotě v centru v okamžiku, kdy FEL impuls dopadl na povrch vzorku. Inverzní přístup spočívá ve vytvoření modelové funkce popisující vývoj teploty. Její parametry jsou určeny tak, aby se po časovém a prostorovém šíření vlny tepla podle rovnice vedení tepla výsledky shodovaly s experimentálně naměřenými daty na pozici  $r^*$  a čase  $t$ .

Inverzní metoda byla testována pro zvolené parametry experimentu. Byla zvolena maximální teplota dosažená v centru  $T_{max} = 6000 \text{ K}$ , teplota okolí  $T_{bkg} = 500 \text{ K}$ , parametr zohledňující velikost ohniska  $\xi = 33,73 \mu\text{m}$ , tloušťka vzorku  $d = 100 \text{ nm}$ . Uvažovalo se, že k vytvoření kráteru dochází pro teploty  $T_{evap} = 2000 \text{ K}$  a vyšší. Model také počítá s tím, že velikost vytvořeného kráteru, což odpovídá tavení či vypařování materiálu, bude určena z analýzy povrchu vzorku. Měření pyrometrem by proběhlo na pozici  $r^* = 512 \mu\text{m}$  od centra. Pro tyto podmínky byla určena teplota teplé husté hmoty v centru s odchylkou  $\pm 100 \text{ K}$  od očekávané teploty. K nejistotě výsledku přispívá několik faktorů – šum v experimentálně naměřených datech, volba modelové funkce popisující teplotní profil, vzdálenost  $r^*$ , ve které dochází k měření teploty [10].

### 1.4.3 Přímé měření teploty odporově zahřátého diamantu pomocí nepružného rozptylu rtg. laserového záření

Další přístup pro určení teploty zahřátého materiálu nabízí využití nepružného rozptylu rtg. záření v pevné látce. Foton při interakci předá část své energie látce, čímž změní směr, kterým se šíří. Spektrum rozptýleného záření pak závisí (mimo jiné) na teplotě materiálu. Měřením intenzity rozptýleného záření by tedy bylo možno určit, jak velká část energie laserového svazku byla předána látce a přispěla tak k ohřevu materiálu. Descamps a kol. [11] provedli orientační experiment, kdy záření rtg. FEL použili výhradně k sondování (*probe*) nepružným rozptylem za různých teplot, jichž dosahovali konvenčním odporovým ohřevem materiálu.

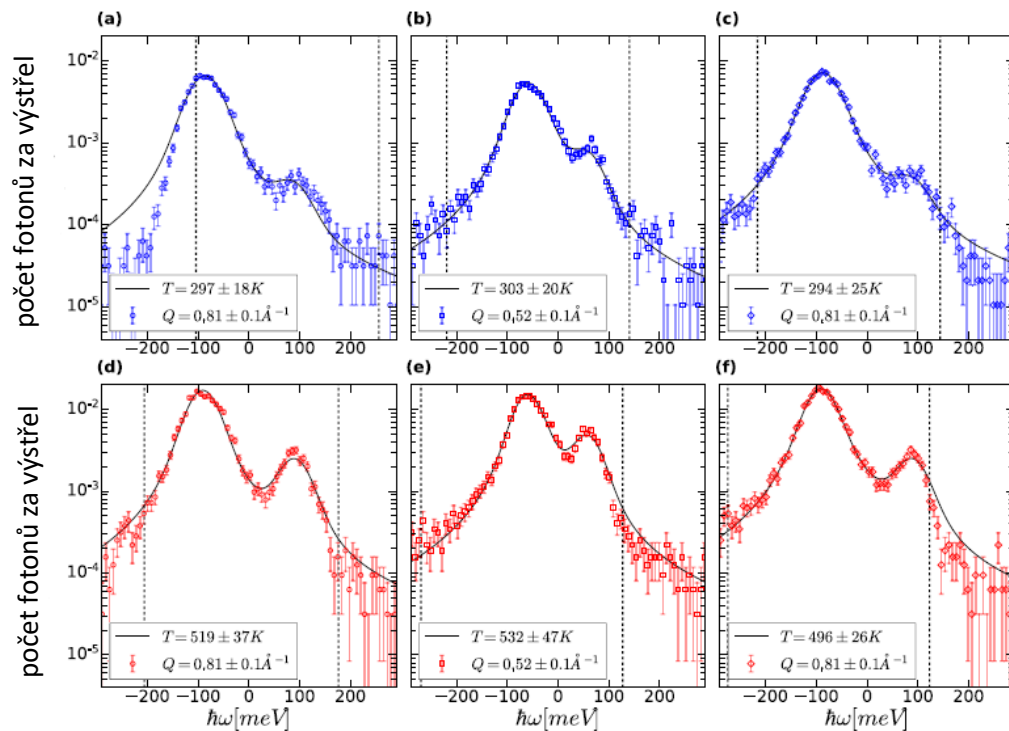
Laser na volných elektronech XFEL o energii fotonů 7490 eV generoval  $10^{12}$  fotonů v jednom impulzu s opakovací frekvencí 10 Hz. K experimentu bylo využito 95547 pulzů. Záření procházelo dvěma křemíkovými monochromátory s orientací krystalů (111), resp. (533). Po průchodu monochromátory se počet fotonů v jednom impulzu snížil na  $10^9$ . Paprsek byl čočkami z beryllia fokusován na vzorek krystalu diamantu o tloušťce 250  $\mu\text{m}$ . Na krystalu diamantu s orientací (100) došlo k rozptýlení laserového paprsku. Záření bylo detekováno třemi křemíkovými analyzátory s orientací (533). Data z analyzátorů byla snímána pixelovým detektorem ePIX100. Pro každý analyzátor byla s pomocí 500  $\mu\text{m}$  tlustého vzorku PMMA a 250  $\mu\text{m}$  tlustého vzorku amorfního  $\text{SiO}_2$  určena jeho rozlišovací schopnost. Celkové rozlišení analyzátorů bylo experimentálně určeno jako  $(7,7 \pm 0,5)$  meV/pixel [11].

Na Obr. 10 je zaznamenáno energetické rozlišení jednotlivých analyzátorů při měření teploty chladného a zahřátého diamantu. Přerušované vertikální linie označují hranice fokusovaného obrazu na detektoru. Negativní energie odpovídají červenému Dopplerovskému posunu frekvence fotonů, kladné energie pak modrému Dopplerovskému posunu. Naměřená intenzita byla fitována funkcí popisující příspěvek pružného a nepružného rozptylu, funkce předpokládá Lorentzův tvar spektrální čáry. Teplota byla určena z asymetrie mezi kladným a záporným příspěvkem energie s využitím principu detailní rovnováhy.

Měření teploty bylo provedeno pro studený vzorek a pro vzorek ohřátý na teplotu  $T = 500$  K pomocí odporového ohřevu. Měření pro chladný vzorek diamantu určilo teplotu materiálu pro jednotlivé analyzátory jako:  $T = (297 \pm 18)$  K,  $(303 \pm 20)$  K a  $(294 \pm 25)$  K. Maximální energie fotonu v naměřeném spektru odpovídá vzniku dlouhovlnných akustických vln. Diamant byl pomocí odporu zahřát na teplotu  $T = (503 \pm 8)$  K. Teplota naměřená analyzátory byla určena jako  $T = (519 \pm 37)$  K,  $(532 \pm 47)$  K a  $(496 \pm 26)$  K [11].

Z Obr. 10 je patrné, že při zahřátí krystalu diamantu došlo ke změně intenzity dané příspěvkem kladné a záporné části energetického spektra, jelikož zahřátí systému ovlivní rovnováhu v systému. Došlo také k nárůstu počtu detekovaných rozptýlených fotonů za výstřel, jelikož naměřená intenzita je úměrná teplotě systému.

Měření prokázalo, že teplotu lze pomocí nepružného rozptylu měřit s přesností 8%. Jde tedy o nadějnou metodu zkoumání tepelných procesů při generaci prohřáté husté hmoty [11].



Obr. 10: Spektra nepružně rozptýleného rtg. FEL záření naměřená analyzátory pro krystal diamantu (100) při pokojové teplotě (a-c) a pro diamant elektricky odporově zahřátý na  $503 \pm 8$  K (d-f) zobrazující závislost normalizovaného počtu fotonů v impulzu na energii  $\hbar\omega$ . Černé křivky zobrazují fitované spektrum v energetickém rozsahu definovaném přerušovanými křivkami. Převzato z [11].

## 2 Experimentální část

Experimentální část je zaměřena na práci s termokamerou. Jejím cílem je kalibrace termokamery do teploty  $T = 500^{\circ}\text{C}$ , dále pak měření optických vlastností objektivu termokamery – jeho pracovní vzdálenost od pozorovaného objektu a příčné zvětšení měřeného objektu.

### 2.1 Charakteristika kamery

Termokamera pomocí optických komponent fokusuje infračervené záření, které následně dopadá na pixelový detektor. Kvantový detektor detekuje změnu stavu elektronů v krystalické struktuře způsobené dopadem IČ fotonu. Jde o přesnější a rychlejší metodu, než tepelné detektory, ovšem vyžaduje chlazení, aby se minimalizoval tepelný šum.

Termokamera FLIR A6700sc využívá InSb detektor, který díky svému úzkému zakázanému pásu dobře absorbuje záření ve spektrálním rozsahu  $1\text{--}5\text{ }\mu\text{m}$ . Pole detektorů má  $640 \times 512$  pixelů a vzdálenost detektorů, neboli efektivní velikost pixelu, je  $15\text{ }\mu\text{m}$ . Kamera je externě i interně spínatelná s frekvencí až  $60\text{ Hz}$  a nejkratší integrační okno je  $480\text{ ns}$ , což umožňuje snímání poměrně rychlých procesů. Kamera byla dodána s teplotní kalibrací v rozsahu teplot  $T = 500\text{--}1200^{\circ}\text{C}$  a  $T = 800\text{--}3000^{\circ}\text{C}$ . Chybějící kalibrace pro rozsah teplot do  $500^{\circ}\text{C}$  je proto předmětem tohoto výzkumného úkolu.

### 2.2 Uspořádání měření

#### 2.2.1 Kalibrace termokamery

Ke kalibraci termokamery byla využita laboratorní pec s programovatelným regulátorem MIKROTHERM 825. Kalibrační těleso tedy bylo možné zahřát na dobře definovanou teplotu a na této teplotě jej po dostatečně dlouhou dobu udržet. Po zahřátí pece na nastavenou teplotu došlo ke změření intenzity IČ záření, emitovaného kalibrační destičkou, pomocí termokamery. Na Obr. 11 je zobrazeno uchycení termokamery ve stojanu, termokamera je zaměřena na laboratorní pec (stříbrná). Jako materiál kalibrační destičky byl vybrán grafit, který má vysokou emisivitu  $\sim 0,8$  a zároveň odolává vysokým teplotám. Pro porovnání byla použita destička z tantalu, který má emisivitu  $\sim 0,6$  [12]. Na Obr. 12 je vidět uspořádání kalibračních destiček v peci.



Obr. 11: Termokamera umístěná ve stojanu mířící na laboratorní pec.



Obr. 12: Umístění grafitové kalibrační destičky (vlevo) a tantalové destičky (vpravo) v peci.

### 2.2.2 Zvětšení termokamery

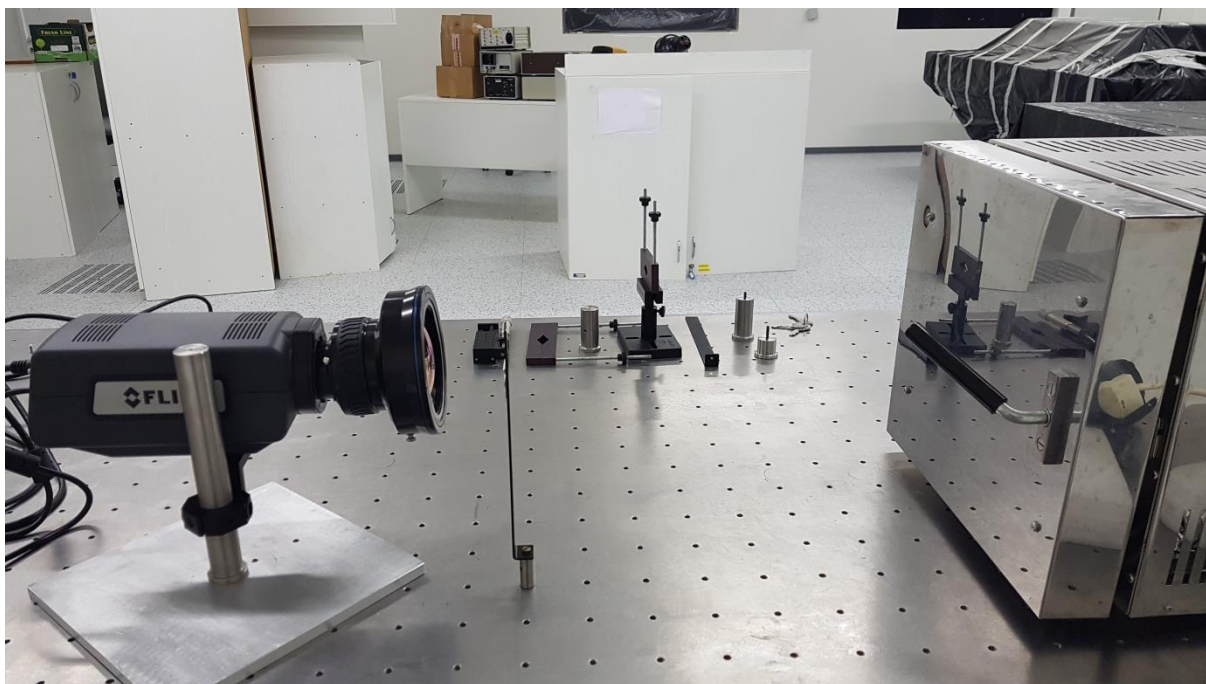
Pro určení zvětšení termokamery s mezikroužky byl použit referenční předmět tvaru kvádru s kruhovým otvorem, viz Obr. 13. Šířka kvádru byla  $s = (2,047 \pm 0,001)$  cm, výška  $l = (5,508 \pm 0,001)$  cm, tloušťka  $v = (1,031 \pm 0,001)$  cm, průměr otvoru  $d = (1,030 \pm 0,002)$  cm. Předmět byl umístěn do pece a termokamera byla umístěna ve stojanu na optickém stole, na kterém docházelo k jejímu posunu, viz Obr. 14. Referenční předmět byl umístěn k zadní straně pece zahřáté na teplotu  $T = 150$  °C. Integrační doba byla zvolena jako  $t_{int} = 0,1$  ms.

Měření proběhlo se čtyřmi mezikroužky, které prodloužily vzdálenost čočky termokamery a obrazu o hodnotu  $D_1 = (3,011 \pm 0,008)$  cm,  $D_2 = (2,404 \pm 0,006)$  cm,  $D_3 = (1,740 \pm 0,003)$  cm a  $D_4 = (1,082 \pm 0,003)$  cm.



Obr. 13: Referenční předmět pro měření příčného zvětšení termokamery s využitím mezikroužků.





Obr. 14: Umístění termokamery na optickém stole při měření příčného zvětšení.

## 2.3 Teorie experimentu

### 2.3.1 Stefan-Boltzmannův zákon

Každý objekt emituje záření úměrně své teplotě, zároveň odráží a absorbuje záření z okolí. Pro popis závislosti vyzářené energie na teplotě tělesa a vlnové délce záření se často využívá model absolutně černého tělesa, které veškeré přicházející záření zcela pohltí a neodráží ho. Emitované záření absolutně černého tělesa je popsáno Planckovým zákonem:

$$U(\lambda, T)d\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} d\lambda. \quad (1)$$

Ten popisuje závislost energie  $U$  [ $\text{Jm}^{-4}$ ] vyzářené v jednotkovém objemu prostoru a v jednotkovém intervalu vlnové délky (spektrální hustota energie), a to coby funkci vlnové délky záření  $\lambda$  a teploty tělesa  $T$ .

Pokud je záření emitováno izotropně, tedy rovnoměrně do všech směrů, lze s pomocí z Planckova zákona vyjádřit tzv. spektrální zář  $B$  [ $\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$ ] neboli hustotu výkonu protékajícího jednotkou plochy a jednotkou prostorového úhlu na jednotku vlnové délky:

$$B(\lambda, T) = \frac{c}{4\pi} U(\lambda, T) \quad (2)$$

Integrací tohoto výrazu modulovaného Lambertovým kosinovým zákonem přes celou hemisféru ( $2\pi$  sr) a přes všechny vlnové délky získáme intenzitu (plošnou hustotu výkonu)  $P$  [ $\text{Wm}^{-2}$ ] záření emitovaného černým tělesem neboli tzv. Stefan-Boltzmannův zákon:

$$P = \sigma T^4, \quad (3)$$

kde  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$  je Stefan-Boltzmannova konstanta.

Emitované záření využívají termokamery, které jej detekují v určitém rozsahu vlnových délek a na základě Planckova zákona jsou schopny danému objektu přiřadit teplotu. Při měření s termokamerou lze volit integrační čas  $t_{int}$ , tedy dobu, po kterou bude detektor snímat dopadající záření. Termokamera



poté zobrazí hodnotu relativní intenzity (*counts*), která je úměrná energii absorbované v detektoru. Tato energie je úměrná délce integračního času a intenzitě, kterou černé těleso vyzařuje. Obecně lze relativní intenzitu snímanou termokamerou vyjádřit jako:

$$C = C_1 P t_{int} + C_0 = AT^4 + B. \quad (4)$$

Konstanty  $C_1$ ,  $C_0$  a  $A$ ,  $B$  v sobě zahrnují celou řadu známých i neznámých experimentálních parametrů, jako je např. emisivita zdroje, geometrické uspořádání zdroj-objektiv-detektor, propustnost objektivu, propustnost integrovaných neutrálních filtrů, kvantová účinnost detektoru, velikost pixelu, konstantní pozadí, atd.

### 2.3.2 Zobrazení tenkou spojnou čočkou

Objektiv kamery FLIR, který jsme při experimentu použili, je příkladem reálné optické zobrazovací soustavy, která se může skládat z více transmisních optických elementů (čoček a filtrů), kterými vstupující paprsky prochází. Objektiv je konstruován tak, aby předmět umístěný v předmětové rovině co možná nejlépe zobrazil do roviny obrazové, ve které je umístěn detektor. Jelikož přesnou konstrukci objektivu neznáme, přistoupili jsme k aproximaci zobrazení tenkou spojnou čočkou, které je popsáno zobrazovací rovnicí:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}. \quad (5)$$

Zde  $a'$  je vzdálenost předmětu od středu čočky (v našem případě pracovní vzdálenost objektivu),  $a$  je vzdálenost obrazu od středu čočky (vzdálenost čočky a detektoru) a  $f$  je ohnisková vzdálenost čočky. Obraz předmětu se může velikostně lišit od velikosti předmětu. Příčné zvětšení  $M$  lze určit ze vztahu:

$$M = \frac{a}{a'} = \frac{y}{y'}, \quad (6)$$

kde  $y$  je velikost obrazu předmětu a  $y'$  je velikost zobrazovaného předmětu.

Každá kamera má zvětšení a pracovní vzdálenost danou vlastnostmi a polohou jejích optických elementů. Zvětšení i pracovní vzdálenost kamery lze měnit změnou vzdálenosti mezi objektivem a detektorem. Mezikroužky patří mezi vybavení termokamery, které tuto změnu umožňují. Vkládají se mezi objektiv termokamery a její detektor záření, čímž prodlužují vzdálenost a mezi vznikajícím obrazem a čočkou. Prodloužení lze popsat vztahem:

$$a = a_0 + D, \quad (7)$$

kde  $a_0$  je vzdálenost bez použití mezikroužku,  $D$  je prodloužení mezikroužkem.

## 2.4 Výsledky měření

### 2.4.1 Kalibrace termokamery v rozsahu do 500°C

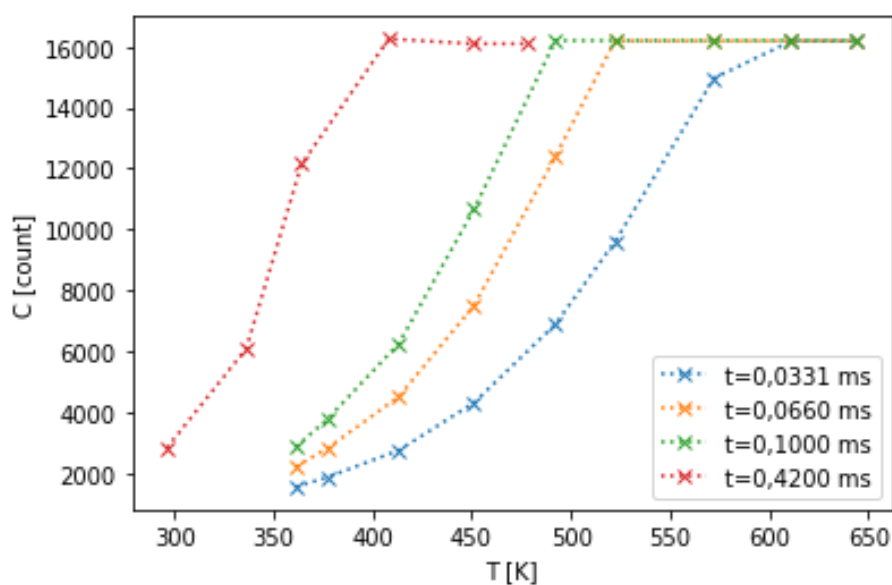
Při prvním měření byla použita zadní stěna pece jako kalibrační těleso. Měření proběhlo pro integrační čas  $t = 0,42$  ms v rozsahu teplot  $T = 23 - 205^\circ\text{C}$ . Naměřené hodnoty jsou zaznamenány v Tab. 1. v dalším měření byla jako kalibrační těleso využita grafitová destička. Integrační časy byly  $t_{int} = 0,0331$ ,  $0,0660$  a  $0,1000$  ms, měření proběhlo v rozsahu teplot  $T = 88 - 371^\circ\text{C}$ . Naměřené hodnoty jsou zaznamenány v Tab. 2. Naměřená závislost hodnoty relativní intenzity  $C$  (*counts*) na teplotě  $T$  je zaznamenána v grafu na Obr. 15. Z něj je patrné, že pro různé integrační časy došlo k saturaci detektoru termokamery při různé teplotě kalibrační destičky.

		$t_{int} = 0,4200 \text{ ms}$
$T [^{\circ}\text{C}]$	$T [\text{K}]$	$C [\text{count}]$
23	296,15	2839,9
63	336,15	6091,5
91	364,15	12149,1
135	408,15	16254,4
177	450,15	16092,4
205	478,15	16092,4

Tab. 1: Naměřená relativní intenzita  $C$  v závislosti na teplotě laboratorní pece  $T$  pro integrační časy  $t_{int} = 0,4200 \text{ ms}$ .

		$t_{int} = 0,0331 \text{ ms}$	$t_{int} = 0,0660 \text{ ms}$	$t_{int} = 0,1000 \text{ ms}$
$T [^{\circ}\text{C}]$	$T [\text{K}]$	$C [\text{count}]$	$C [\text{count}]$	$C [\text{count}]$
88	361,15	1560,3	2216,1	2869,2
104	377,15	1881,0	2831,2	3783,7
140	413,15	2763,3	4520,9	6261,6
178	451,15	4324,3	7514,4	10669,2
219	492,15	6896,8	12396,4	16197,7
249	522,15	9600,1	16186,3	16197,7
299	572,15	14964,8	16186,3	16197,7
338	611,15	16182,4	16186,3	16197,7
371	644,15	19182,3	16186,3	16197,7

Tab. 2: Naměřená relativní intenzita  $C$  v závislosti na teplotě referenční destičky  $T$  pro integrační časy  $t_{int} = 0,0331$ ,  $0,0660$  a  $0,1000 \text{ ms}$ .

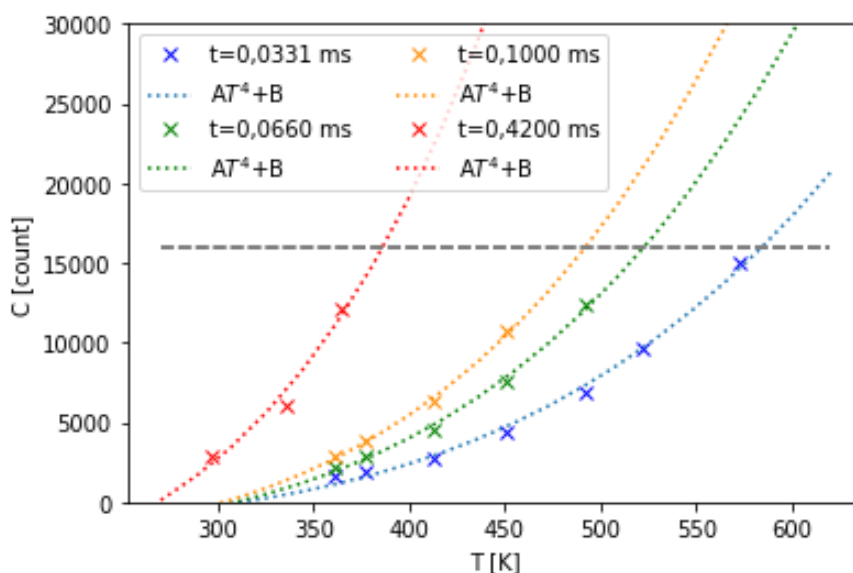


Obr. 15: Naměřená relativní intenzita  $C$  v závislosti na teplotě  $T$  pro jednotlivé integrační časy  $t_{int}$ .

Naměřená data odpovídající teplotám před saturací termokamery jsem fitovala funkcí (4) s využitím Stefan-Boltzmannova zákona (3). Fitovací konstanty jsou zaznamenány v Tab. 3. Na Obr. 16 je vidět, jak naměřené hodnoty velmi dobře splňují závislost 4. mocniny teploty dle Stefan-Boltzmannova zákona. Konstanta  $B$ , která je ve všech případech záporná přestože by měla být blízká nule, pravděpodobně vyjadřuje příliš velkou korekci na pozadí. Šedá přerušovaná horizontální linka odpovídá hodnotě  $C = 16000$  a označuje maximální hodnotu countů, kterou termokamera umí rozlišit, tedy tzv. saturační hladinu.

$t_{int}$ [ms]	0,0331	0,0660	0,1000	0,4200
$A$ [ $10^{-9}$ count $\cdot$ K $^{-4}$ ]	149 $\pm$ 5	240 $\pm$ 10	319 $\pm$ 15	938 $\pm$ 200
$B$ [count]	-1400 $\pm$ 300	-2200 $\pm$ 400	-2700 $\pm$ 400	-5000 $\pm$ 2000

Tab. 3: Určené fitovací konstanty ze Stefan-Boltzmannova zákona pro jednotlivé integrační časy  $t_{int}$ .



Obr. 16: Naměřená a nafitovaná závislost počtu countů  $C$  na teplotě pece  $T$  pro různé integrační časy. Linka  $C = 16000$  označuje maximální měřitelnou hodnotu countů termokamerou.

V grafu na Obr. 17 je vynesena vypočtená závislost počtu countů  $C$  na integračním čase  $t_{int}$  extrapolovaná pro teplotu  $T = 500^{\circ}\text{C}$  dle vztahu (4). K výpočtu jsem využila fitovací konstanty z Tab. 3 popisující Stefan-Boltzmannův zákon. Vypočtené hodnoty countů  $C$  odpovídající integračním časům  $t_{int}$  jsou zaznamenány v Tab. 4. Z grafu na Obr. 17 je dobře patrné, že relativní intenzita  $C$  roste lineárně s integračním časem, což potvrzuje správnost hodnot relativní intenzity  $C$  extrapolovaných z fitů Stefan-Boltzmannova na změřená data.

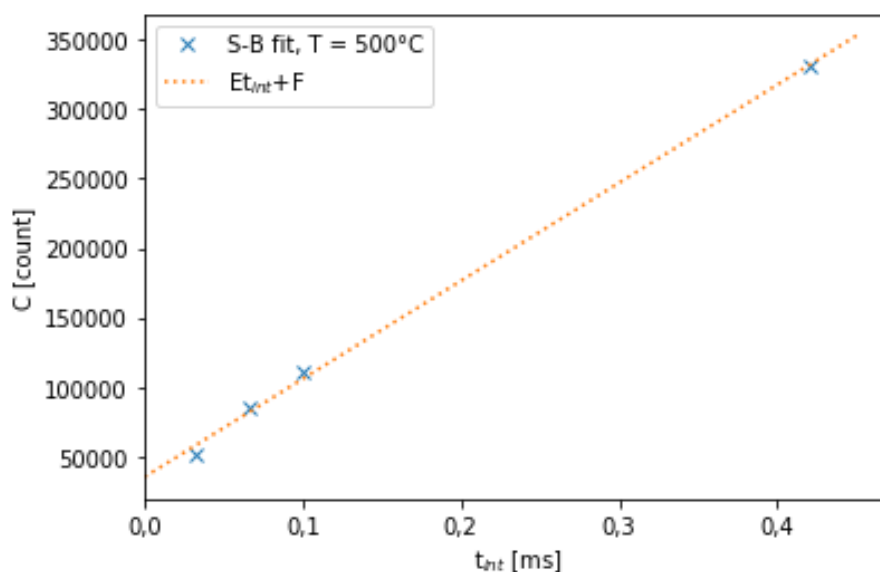
$t_{int}$ [ms]	0,0331	0,0660	0,1000	0,4200
$C$ [ $\cdot 10^3$ count]	52	85	111	330

Tab. 4: Vypočítané hodnoty countů  $C$  pro integrační doby  $t_{int}$  určené z fitů Stefan-Boltzmannovým zákonem.

Určené hodnoty jsou proloženy lineární fitovací funkcí:

$$f(t_{int}) = Et_{int} + F. \quad (8)$$

Z fitu jsem určila konstanty  $E = (710000 \pm 30000) \text{ s}^{-1}$ ,  $F = (21000 \pm 4000)$ . Funkce (8) je zobrazena na Obr. 17.



Obr. 17: Závislost počtu countů  $C$  na integrační době  $t_{int}$  extrapolovaná ze Stefan-Boltzmannova zákona pro teplotu  $T = 500^\circ\text{C}$ .

## 2.4.2 Měření příčného zvětšení

Měření příčného zvětšení termokamery pro různé mezikroužky bylo realizováno na referenčním předmětu vyobrazeném na Obr. 13. Objektiv termokamery lze ručně zaostřit; hlavní čočka se mezi krajními polohami zaostření posune o  $\sim 0,8$  cm. Měření proběhlo pro obě krajní polohy. Poloha *near* označuje maximální přiblížení objektivu k pozorovanému objektu, poloha *infinity* pak maximální oddálení, kdy je objektiv zaostřen do nekonečna.

Pro každý mezikroužek byla nalezena minimální a maximální pracovní vzdálenost objektivu posunem termokamery tak, aby byl kamerou zobrazovaný referenční předmět ostrý, a bylo provedeno měření vzdálenosti  $a'$ .

Ze zaznamenaných obrazů referenčního předmětu byly určeny průměry kruhového otvoru v pixelech. Ze znalosti velikosti pixelu byla určena velikost tohoto průměru v jednotkách délky. Poměr velikosti předmětu a obrazu pak stanoví příčné zvětšení.

V Tab. 5 a Tab. 6 jsou zaznamenány naměřené vzdálenosti objektivu a předmětu  $a'$ , změřené průměry obrazu  $d$  a vypočtená zvětšení  $M$ , a to pro jednotlivé mezikroužky ( $D_1 - D_4$ ), základní konfiguraci bez extenze a pro jednotlivé polohy zaostření objektivu (*near* a *infinity*).

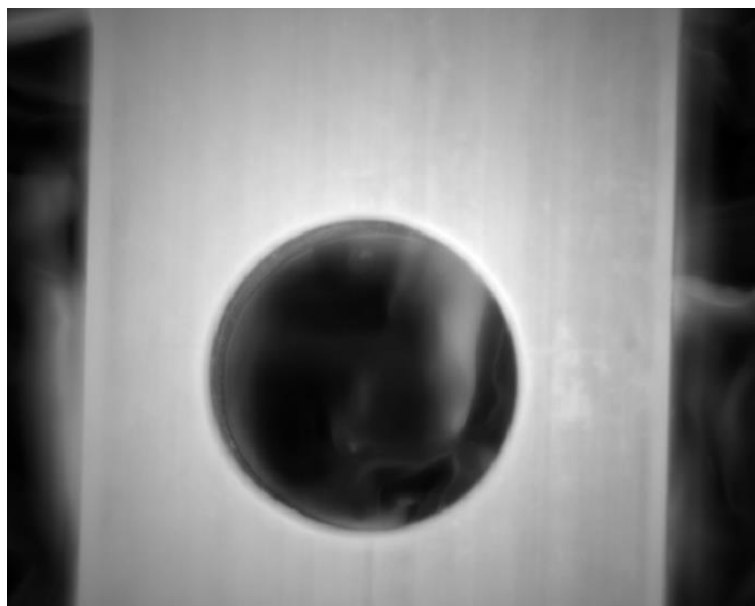
<i>near</i>	$D_1$	$D_2$	$D_3$	$D_4$	-
$a'$ [cm]	29,12	34,62	44,00	60,82	178,36
$d$ [pixel]	283,6	236,2	187,2	134,8	44,80
$d$ [mm]	4,25	3,54	2,81	2,02	0,67
$M$ [1]	0,41	0,34	0,27	0,19	0,06

Tab. 5: Naměřené hodnoty vzdálenosti čočky termokamery a předmětu  $a'$ , průměru referenčního předmětu  $d$  a vypočtená zvětšení objektivu  $M$  pro jednotlivé mezikroužky  $D_i$  a možnost bez mezikroužku. Měření proběhlo pro pozici zaostření objektivu *near*.

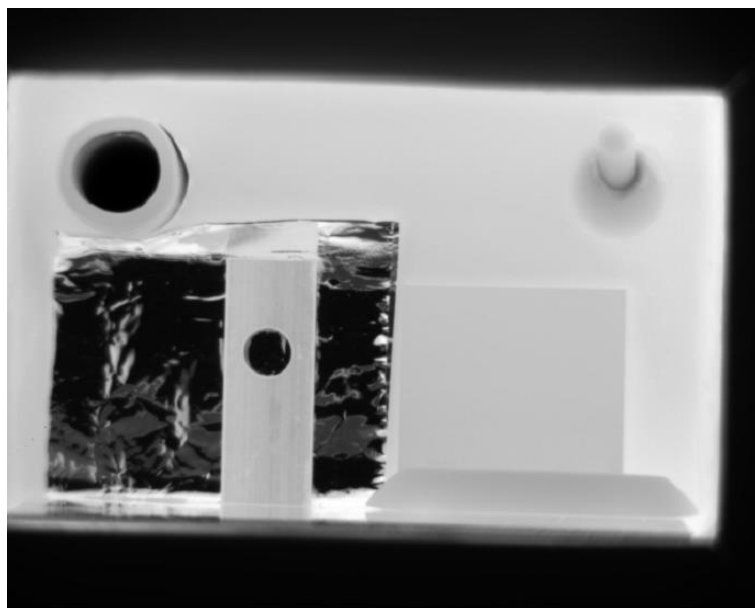
<i>infinity</i>	$D_1$	$D_2$	$D_3$	$D_4$
$a'$ [cm]	34,28	44,06	59,70	95,12
$d$ [pixel]	234,4	192,0	137,4	85,2
$d$ [mm]	3,52	2,88	2,06	1,28
$M$ [1]	0,34	0,28	0,20	0,12

**Tab. 6:** Naměřené hodnoty vzdálenosti čočky termokamery a předmětu  $a'$ , průměru referenčního předmětu  $d$  a vypočtená zvětšení termokamery  $M$  pro jednotlivé mezikroužky  $D_i$ . Měření proběhlo pro pozici zaostření objektivu *infinity*.

Na Obr. 18 a Obr. 19 jsou zobrazeny záznamy obrazu z termokamery pro největší zvětšení s využitím mezikroužku  $D_1$  a bez mezikroužku pro zaostření v pozici *near*.



**Obr. 18:** Záznam z termokamery pro maximální zvětšení referenčního objektu dosažené s mezikroužkem  $D_1$  a zaostřením v pozici *near*.



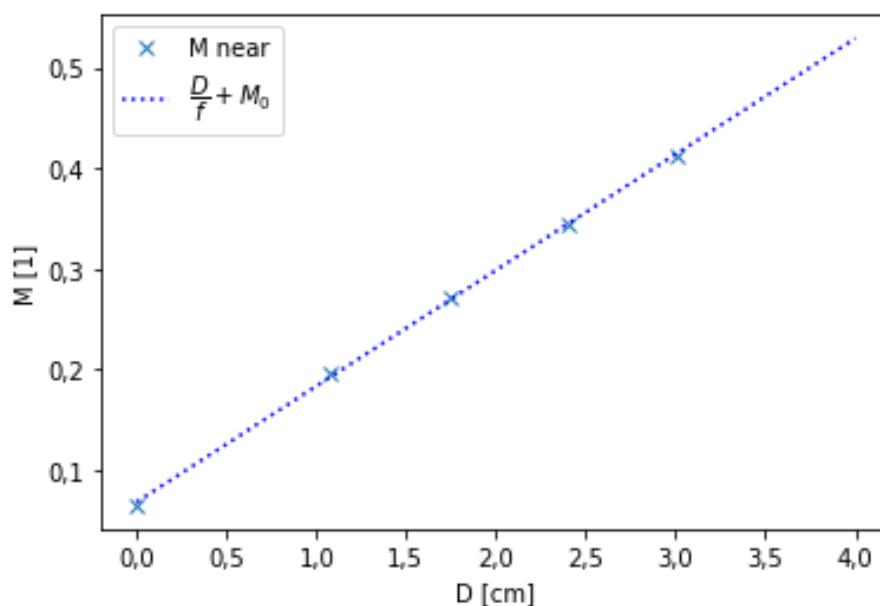
Obr. 19: Záznam z termokamery pro minimální zvětšení referenčního objektu dosažené měřením bez mezikroužků a zaostřením v pozici *near*.

### 2.4.3 Zobrazovací rovnice

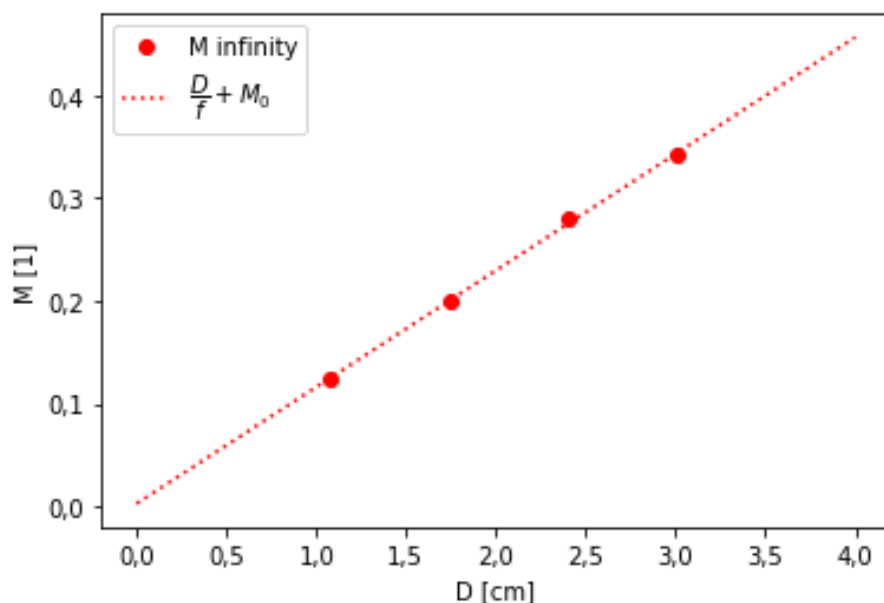
Závislost zvětšení obrazu  $M$  na prodloužení mezikroužkem  $D$  lze vyjádřit dosazením zobrazovací rovnice (5) a vztahu (7) do (6):

$$M(D) = \frac{D}{f} + M_0 \quad (9)$$

Fitováním naměřených dat z Tab. 5 a Tab. 6 funkcí (9) jsem určila ohniskovou vzdálenost  $f$ , zvětšení objektivu bez mezikroužků  $M_0 = M(0) = \frac{a_0 - f}{f}$  a z něj základní vzdálenost mezi obrazem a čočkou  $a_0 = f(1 + M_0)$ . Pro zaostření v pozici *near* vyšla ohnisková vzdálenost  $f_{near} = (8,7 \pm 0,1)$  cm, zvětšení  $M_{0,near} = (0,068 \pm 0,003)$  a vzdálenost  $a_{0,near} = (9,28 \pm 0,03)$  cm. Pro pozici *infinity* pak  $f_{inf} = (8,8 \pm 0,2)$  cm,  $M_{0,inf} = (0,003 \pm 0,006)$  a  $a_{0,inf} = (8,84 \pm 0,05)$  cm. Grafické znázornění je zobrazeno na Obr. 20 a Obr. 21.



Obr. 20: Závislost zvětšení objektivu  $M$  na prodloužení mezikroužkem  $D$  pro pozici *near*.

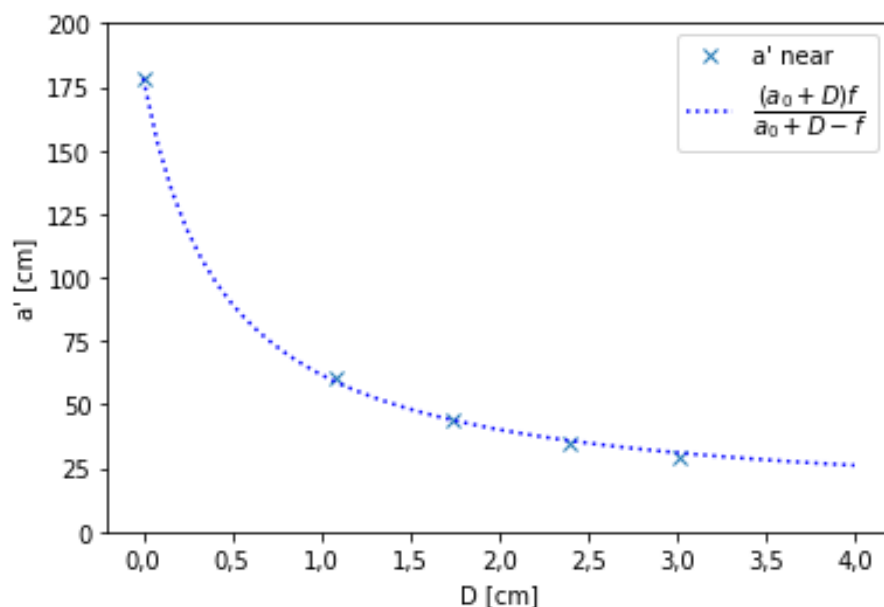


Obr. 21: Závislost zvětšení objektivu  $M$  na prodloužení mezikroužkem  $D$  pro pozici *infinity*.

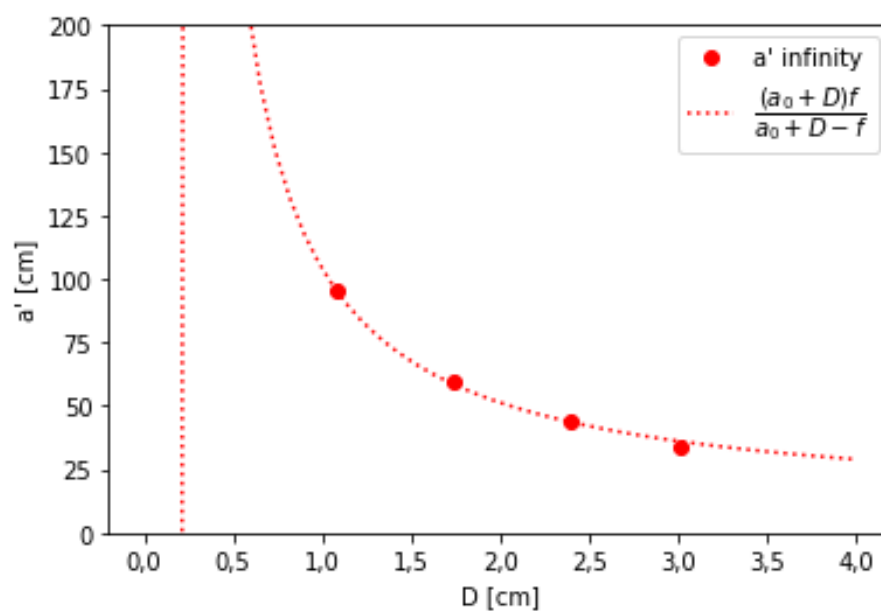
Ze zobrazovací rovnice (5) lze vyjádřit závislost pracovní vzdálenosti (vzdálenosti čočky a zobrazovaného předmětu)  $a'$  na prodloužení mezikroužkem  $D$  jako:

$$a' = \frac{(a_0 + D)f}{a_0 + D - f}. \quad (11)$$

Fitováním naměřených hodnot z Tab. 5 a Tab. 6 danou funkcí (11) jsem určila ohniskovou vzdálenost pro polohu *near*  $f_{near} = (8,8 \pm 0,1)$  cm a vzdálenost  $a_{0,near} = (9,2 \pm 0,1)$  cm. Pro pozici *infinity* vyšlo  $f_{inf} = (8,8 \pm 0,2)$  cm,  $a_{0,inf} = (8,6 \pm 0,2)$  cm. Grafické znázornění je zobrazeno na Obr. 22 a Obr. 23.



Obr. 22: Závislost pracovní vzdálenosti objektivu (vzdálenosti čočky a předmětu)  $a'$  na prodloužení mezikroužkem  $D$  pro pozici *near*.



Obr. 23: Závislost pracovní vzdálenosti objektivu (vzdálenosti čočky a předmětu)  $a'$  na prodloužení mezikroužkem  $D$  pro pozici *infinity*.



## 3 Výsledky a diskuze

### 3.1 Kalibrace termokamery

Na Obr. 15 je vidět naměřená závislost počtu countů  $C$  na teplotě referenčního předmětu. Plyne z něj maximální relativní intenzita záření, kterou je termokamera schopna detekovat. Při nasycení termokamery, které nastane na hranici  $C = 16000$ , není možno dál s kamerou měřit.

Obr. 16 ukazuje, že intenzita detekovaného záření je úměrná Stefan-Boltzmannovu zákonu a závisí na čtvrté mocnině teploty předmětu. Měření pro různé integrační časy prokázala, že se s nižším  $t_{int}$  lze dostat do vyšších teplot. Fitovací konstanta  $B$  reprezentuje numericky odečtené pozadí. Tato korekce, kterou provádí software kamery, byla pravděpodobně příliš velká, a proto je fitovací parametr  $B$  záporný, přestože bychom očekávali kladné malé číslo. v dalších měřeních se proto více zaměříme na lepší stanovení pozadí.

Z porovnání křivek na Obr. 16 je patrná závislost maximální možné měřené teploty na integračním čase. Pro nižší časy lze měřit vyšší teploty. Nabízí se proto varianta snížit integrační čas na co nejkratší dobu a tím umožnit měření vyšších teplot. Problém pak nastává se šumem termokamery. Pro velmi krátké integrační časy je příspěvek záření z pozorovaného předmětu natolik malý, že se ztrácí v pozadí a nelze jej na termokameře věrohodně zobrazit. Výsledný obraz je dosti zrnitý.

Výsledky z Tab. 4 ukazují, že pro měření požadované teploty  $T = 500$  °C se s jistotou pohybujeme za hranicí možností termokamery v této aktuální konfiguraci. Fitovací parametr  $F = (21000 \pm 4000)$  naznačuje, že i pro limitně krátký integrační čas bude počet countů (relativní intenzita) překračovat saturační hodnotu. Možným řešením tohoto problému je využití neutrálního filtru (*neutral density filter*), který by redukoval intenzitu detekovaného záření. Ideální se jeví filtr ND1, který poskytuje 10-ti násobné zeslabení.

### 3.2 Mezikroužky

Pro analýzu dat byla použita zobrazovací rovnice pro tenkou čočku. Jde o přiblížení, které však ne přesně popisuje skutečnost. Objektiv termokamery je kompaktní objekt, který se skládá z více čoček. Pro přesnější analýzu by proto bylo třeba využít složitější zobrazovací rovnice počítající s konstrukcí objektivu a nenulovou tloušťkou čoček. v tomto okamžiku však i jednoduchá rovnice poskytuje dobrou informaci o geometrii experimentu, umožňuje stanovit zvětšení termokamery a její pracovní vzdálenosti.

Mezikroužky využitě při měření se vkládají mezi detektor a objektiv. Měření proběhlo pro jednotlivé mezikroužky, které do sebe jdou skládat. Z toho důvodu by bylo možné dosáhnout i většího zvětšení, kratší pracovní vzdálenosti a vyššího optického rozlišení. Bylo by však potřeba termokameru umístit blíž k měřenému předmětu a tím i k laboratorní peci, což by ji mohlo poškodit. Zároveň by docházelo k zahřívání vstupní čočky objektivu, což by ovlivňovalo přesnost měření teploty.

#### 3.2.1 Ohnisková vzdálenost, vzdálenost $a_0$

V grafech na Obr. 20 a Obr. 21 jsou zaznamenány závislosti zvětšení předmětu  $M$  na použitém mezikroužku  $D$ . Pro pozici zaostření *near* vyšla ohnisková vzdálenost  $f_{near} = (8,7 \pm 0,1)$  cm, vzdálenost mezi obrazem a čočkou  $a_{0,near} = (9,28 \pm 0,03)$  cm. Pro pozici *infinity* vyšla  $f_{inf} = (8,8 \pm 0,2)$  cm,  $a_{0,inf} = (8,84 \pm 0,05)$  cm.

Na Obr. 22 a Obr. 23 jsou zaznamenány závislosti vzdálenosti čočky termokamery od zobrazovaného předmětu  $a'$  na použitém mezikroužku  $D$ . Pro pozici zaostření *near* vyšla ohnisková vzdálenost

$f_{near} = (8,8 \pm 0,1)$  cm, vzdálenost mezi obrazem a čočkou  $a_{0,near} = (9,2 \pm 0,1)$  cm. Pro pozici *infinity* vyšla  $f_{inf} = (8,8 \pm 0,2)$  cm,  $a_{0,inf} = (8,6 \pm 0,2)$  cm.

Stanovené ohniskové vzdálenosti se pro všechna měření v rámci chyby shodují. Vypočtené vzdálenosti mezi čočkou a detektorem  $a_0$  se pro jednotlivé metody analýzy dat mírně liší. Vzhledem k charakteru měření se domnívám, že konstanty určené ze zvětšení  $M$  závislé na prodloužení mezikroužkem  $D$  jsou přesnější. Při měření hodnot  $D$  jsem využila posuvné měřítko, naměřené hodnoty se pohybují v řádu centimetrů. Průměry obrazu referenčního předmětu  $d$  jsem určila graficky pomocí programu *ImageJ*. Jedná se o spolehlivé metody měření.

Na druhou stranu vzdálenost mezi čočkou a předmětem  $a'$  v krajním případě přesahuje 1 metr a byla měřena klasickým metrem. Při měření je proto jednodušší dopustit se větší chyby. Podstatný problém také hraje samotný objektiv termokamery. Na něm jsem zvolila pevný bod, ke kterému jsem dané vzdálenosti měřila. Vzhledem ke složitosti jeho konstrukce a nenulové tloušťce čočky však nelze říct, že šlo přesně o její střed. Další chyba měření je dána hloubkou ostrosti objektivu, které v konfiguraci bez kroužku dosahuje až několik cm. Ostrý obraz předmětu je tak možné registrovat určitém rozsahu vzdáleností předmět-kamera. Z těchto důvodů při měření a určení hodnoty  $a_0$  mohla vzniknout větší chyba.

### 3.2.2 Zaostření termokamery

Otočný objektiv dovoluje zaostřit termokameru. Měření proběhlo pro dvě extrémní pozice ostření (*near* a *infinity*). Při zaostření dochází k posunu čočky o  $\sim 0,8$  cm, v případě *infinity* je čočka blíže k poli detektorů. Pro tuto pozici nebylo možné dostat ostrý obraz na termokameře ani při vzdálenosti čočky od předmětu 585 cm. Větší vzdálenost byla limitována prostorem v místnosti.

K zobrazení předmětu do nekonečna dochází v případě, že je předmět umístěn v ohnisku. Naopak předmět z nekonečna se zobrazí v ohnisku. Pokud je tedy při zaostření v pozici *infinity* pole detektorů v ohnisku čočky, nelze blízký předmět zobrazit ostře.

Tuto teorii potvrzují i výsledky fitů. Pro obě sady dat v pozici *infinity* se určené ohniskové vzdálenosti  $f$  a vzdálenosti  $a_0$  v rámci chyby shodují. Naopak pro pozici *near* je vzdálenost  $a_0$  větší, než ohnisková vzdálenost  $f$ , což je dáno posunem čočky. Ohnisková vzdálenost objektivu se tedy během ostření mezi pozicemi *near* a *infinity* nemění, mění se pouze vzdálenost  $a_0$ .

## 4 Závěr

Teoretická část práce popisuje problematiku interakce intenzivního XUV/rtg. záření s pevnou látkou, při které dochází k tavení a ablaci materiálu. Jsou diskutovány tepelné a netepelné účinky záření, jejich mechanismus a navrhované metody pro jejich experimentální studium.

Při interakci intenzivního XUV/rtg. záření vzniká prohřátá hustá hmota (WDM) – prostředí s vysokými hustotami, avšak nízkými teplotami v porovnání s ideálním horkým (kolizním) plazmatem. Jedná se o velmi nestabilní, rychle zanikající stav hmoty, který lze jen obtížně teoreticky popsat. Při jejím zkoumání je proto velký důraz kladen na experimenty. Ty poskytují podporu teorii a počítačovým simulacím. Ke studiu dlouhodobého vývoje WDM je třeba využít tlusté stlačené terče či diamantové kovádky, které umožňují WDM udržet dostatečně dlouho, aby bylo možné zkoumat její časově náročnější přeměny – fázové transformace, chemické reakce, atp.

Prohřátá hustá hmota vzniká i lokálně při interakci intenzivního záření s pevnou látkou. Dochází k poškození materiálu jak samotným zářením, tak i předaným teplem. Pro správné vyhodnocení poškození materiálu je třeba znát vývoj teplotního pole v průběhu ozáření a po něm. K tomuto účelu slouží více metod – elektrické, optické a metody využívající nepružného rozptylu rtg. záření v materiálu. Zmíněné metody byly různými skupinami testovány pro různé materiály a interakční podmínky.

Experimentální část práce popisuje testovací měření provedená s termokamerou FLIR A6700sc detekující tepelné IČ záření o vlnové délce 1 – 5  $\mu\text{m}$ . Cílem bylo ověřit základní vlastnosti a parametry této kamery pro účely dalších experimentů. Byla provedena základní měření ke stanovení kalibrační křivky termokamery pro nízké teploty do 500°C a pro různé integrační časy. Limitujícím faktorem se jeví saturace detektoru termokamery, která znemožňuje měření teplot vyšších než cca. 350°C. Zvýšení teplotního rozsahu budeme řešit předsazením neutrálního filtru.

Druhá část experimentu zahrnuje měření s mezikroužky – jedná se o komponenty termokamery, které mění vzdálenost čočky termokamery a detektoru záření. Jejich použití umožnilo zobrazit referenční předmět s větším zvětšením. To dovoluje využít termokameru pro měření teploty malých plošek. Pro dané mezikroužky byl nalezen rozsah optimální pracovní vzdálenosti při zaostření objektivu na blízko a do nekonečna a tomu odpovídající rozsahy příčných zvětšení. Zároveň byly určeny optické parametry termokamery – ohnisková vzdálenost a vzdálenost čočky od detektoru záření.

Tato měření nám v budoucnu umožní proměřovat tepelná pole na pevných planárních terčích, jejichž střed bude ozářen fokusovanými svazky laserů generujícími impulzy různé doby trvání a pracujícími v různých spektrálních oborech. Náš zájem je soustředěn hlavně na XUV/rtg. lasery a jejich interakci s hmotou, kde by nám výše popsané metody posloužily k empirickému stanovení podílu energie deponované ve vzorku, který je odpovědný za tepelné procesy probíhající v materiálu terče.

## 5 Literatura

- [1] Bergh M: *Interaction of Ultrashort X-ray Pulses with Material*, PhD Thesis, Uppsala Universitet, Uppsala 2007.
- [2] Medvedev N. et al. Femtosecond x-ray diffraction can discern nonthermal from thermal melting. *Physical Review B*, 99 (2019), 100303.
- [3] Jungwirth K. et al. Fyzika vysokých hustot energie, *Československý časopis pro fyziku* 55 (2005), 331.
- [4] Falk K. Experimental methods for warm dense matter research. *High Power Laser Science and Engineering*, 6 (2018), e59.
- [5] Meza-Galvez J. Thermomechanical response of thickly tamped targets and diamond anvil cells under pulsed hard x-ray irradiation. *Journal of Applied Physics*, 127 (2020) 195902.
- [6] Ladieu F. et al. Measuring thermal effects in femtosecond laser-induced breakdown of dielectrics. *Applied Physics Letters*, 81 (2002), 957-959.
- [7] Gross, B. *Měření vysokých teplot*. Státní nakladatelství technické literatury, Praha 1962.
- [8] FLIR AB. *The ultimate infrared handbook for R&D professionals* [Online]. [cit. 25.11.2019]. Dostupné z: [https://www.flirmedia.com/MMC/THG/Brochures/T559243/T559243\\_EN.pdf](https://www.flirmedia.com/MMC/THG/Brochures/T559243/T559243_EN.pdf)
- [9] Martan J. et al. Precise nanosecond time resolved infrared radiometry measurements of laser induced silicon phase change and melting front propagation. *Journal of Applied Physics*, 103 (2008), 084909.
- [10] Principi E. et al. a method for estimating the temperature in high energy density free electron laser experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 621 (2010), 643-649.
- [11] Descamps A. et al. An approach for the measurement of the bulk temperature of single crystal diamond using an X-ray free electron laser. *Scientific Reports*, 10 (2020), 14564.
- [12] OPTOTHERM Thermal Imaging [Online]. [cit. 1.9.2020] Dostupné z: <https://www.optotherm.com/emiss-table.htm>