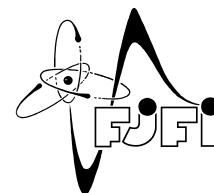




České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská  
Katedra fyziky



# Laboratorní simulace XUV/rtg. radiačního poškození kovových a nekovových materiálů navrhovaných pro vnitřní stěny fúzních reaktorů

Diplomová práce

Autor: **Bc. Jakub Bulička**  
Vedoucí práce: **Ing. Libor Juha, CSc.**  
Konzultanti: **Ing. Luděk Vyšín, Ph.D.**  
**Ing. Tomáš Burian, Ph.D.**  
**Ing. Lenka Prouzová Procházková, Ph.D.**  
Akademický rok: 2023/2024

## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Bulička** Jméno: **Jakub** Osobní číslo: **494653**  
Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**  
Zadávající katedra/ústav: **Katedra fyziky**  
Studijní program: **Fyzika plazmatu a termojaderné fúze**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Laboratorní simulace XUV/rtg. radiačního poškození kovových a nekovových materiálů navrhovaných pro vnitřní stěny fúzních reaktorů**

Název diplomové práce anglicky:

**Laboratory simulation of XUV/x-ray radiation damage to metallic and non-metallic materials for the first wall of prospective fusion reactors**

Pokyny pro vypracování:

Hlavním cílem práce je stanovit prahy poškození vybraných kovových a nekovových tepelně a radiačně stabilních materiálů zářením XUV/rtg. laserů a charakterizovat emisi iontů a tepelného záření z ozářených povrchů.

V teoretické části práce budou:

(a) popsány experimentální a teoretické základy konstrukce a funkce krátkovlnných laserů různých typů, (b) podán základní výklad o prvcích XUV/rtg. optiky jimiž jsou svazky krátkovlnných laserů vedeny a fokusovány, (c) objasněny principy detektorů XUV/rtg. záření a diskutovány techniky využívané ke stanovení charakteristik interakčních podmínek, především plošné hustoty energie a jejího prostorového rozložení, (d) vysvětleny rozdíly mezi ablací, desorpcí a povrchovou modifikací indukovanou XUV/rtg. lasery a těmito procesy spojenými s interakcí dlouhovlnného, UV-Vis-IR laserového záření, (e) charakterizovány materiály navrhované pro konstrukci vnitřních stěn inerciálních fúzních reaktorů a rozebrány různé přístupy k testování jejich odolnosti.

V experimentální části práce bude pozornost soustředěna na:

(a) stanovení a porovnání prahů poškození čistého wolframu a jeho slitiny s chromem, které budou dále porovnány s prahovými charakteristikami vybraného nekovového materiálu, (b) charakterizaci iontů emitovaných z ozářených povrchů, (c) využití termokamery ke studiu ohřevu kovových a nekovových materiálů krátkovlnným laserem.

Získané výsledky budou diskutovány a interpretovány, budou z nich učiněny závěry a práce bude sepsána podle tohoto zadání, včetně použité literatury a příloh.

Seznam doporučené literatury:

1. Comprehensive Nuclear Materials (Ser. Ed. R. J. Konings), Vol. 4: Radiation Effects in Structural and Functional Materials for Fission and Fusion reactors (Sect. Eds T. R. Allen, R. E. Stoller, Sh. Yamanaka), Elsevier, Amsterdam 2012, str. 551-724.
2. J. M. Qi et al.: Thermomechanical damage thresholds of tungsten as candidate first wall material under pulsed soft X-ray irradiations, Fusion Eng. Design 137, 396 (2018).
3. J. P. Blanchard, C. J. Martin: Thermomechanical effects in a laser IFE first wall, J. Nucl. Mater. 347, 192 (2005).
4. N. Medvedev et al.: Damage threshold in pre-heated optical materials exposed to intense X-rays, Opt. Mat. Express 13, 808 (2023).
5. T. Burian, I. Kuznetsov, L. Juha, J. J. Rocca, C. S. Menoni: Hmotová spektrometrická mikroskopie využívající ablaci XUV laserem, Čs. čas. fyz. 65, 259 (2015).



Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**Ing. Libor Juha, CSc. Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i., oddělení radiční a chemické fyziky**

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

**Ing. Lenka Prouzová Procházková, Ph.D. katedra jaderné chemie FJFI**

Datum zadání diplomové práce: **31.10.2023**

Termín odevzdání diplomové práce: **10.05.2024**

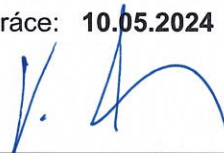
Platnost zadání diplomové práce: **31.10.2025**



Ing. Libor Juha, CSc.  
podpis vedoucí(ho) práce



podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry



doc. Ing. Václav Čuba, Ph.D.  
podpis děkana(ky)

### III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

15. 11. 2023

Datum převzetí zadání



Podpis studenta



## PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaný

*Jméno a příjmení studenta:* Bc. Jakub Bulička  
*Osobní číslo:* 494653  
*Studijní program:* Fyzika plazmatu a termojaderné fúze  
*Studijní obor:* /  
*Specializace:* /

prohlašuji, že jsem diplomovou práci s názvem:

**Laboratorní simulace XUV/rtg. radiačního poškození kovových a nekovových materiálů navrhovaných pro vnitřní stěny fúzních reaktorů**

vypracoval samostatně a uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Praze dne 10.5.2024

.....  
podpis



## *Poděkování:*

Můj dík patří zejména vedoucímu práce Ing. Liboru Juhovi, CSc. za jeho všestrannou pomoc a cenné rady. Konzultantům Ing. Lud'kovi Vyšínovi, Ph.D. a Ing. Tomášovi Burianovi, Ph.D. děkuji za jejich praktické rady, trpělivost a spolupráci při experimentální činnosti a následném zpracování dat. Za účinné rady a pomoc při měření a zpracování dat děkuji také Ing. Zuzaně Kuglerové, Mgr. Jaromíru Chalupskému, Ph.D. a RNDr. Josefovi Krásovi, CSc. Za pomoc s analýzou vzorků děkuji zejména Mgr. Věře Hájkové, dále Ing. Petrovi Svorovi, Ph.D. a RNDr. Jiřímu Kubovi. Za zapůjčení a poskytnutí některých vzorků jsem zavázán Ing. Jiří Matějčíkovi, Ph.D. a RNDr. Josefovi Krásovi, CSc. Profesorům Carmen S. Menoniové a Jorge J. Roccovi děkuji za příležitost pracovat v laboratořích *Colorado State University* v coloradském Fort Collins. Za možnost podílet se na měření na *European XFEL* děkuji Dr. Patrikovi Vagovičovi. Fyzikálnímu ústavu AV ČR, v.v.i. a Katedře fyziky FJFI ČVUT v Praze děkuji za podporu možnosti výzkumu na špičkových pracovištích v USA a Německu. V neposlední řadě srdečně děkuji své rodině.

**Název práce: Laboratorní simulace XUV/rtg. radiačního poškození kovových a nekovových materiálů navrhovaných pro vnitřní stěny fúzních reaktorů**

*Autor:* Bc. Jakub Bulička

*Studijní program:* Fyzika plazmatu a termojaderné fúze

*Druh práce:* Diplomová práce

*Vedoucí práce:* Ing. Libor Juha, CSc.

Oddělení radiační a chemické fyziky, Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i., Na Slovance 2, 182 21 Praha 8

*Konzultanti:* Ing. Luděk Vyšín, Ph.D., Ing. Tomáš Burian, Ph.D.

Oddělení radiační a chemické fyziky, Fyzikální ústav AV ČR, v.v.i., Na Slovance 2, 182 21 Praha 8

Ing. Lenka Prouzová Procházková, PhD.

Katedra jaderné chemie FJFI ČVUT v Praze, Břehová 78/7, 115 19 Staré Město

*Abstrakt:* Práce se zabývá studiem radiačního poškození kovových a nekovových materiálů krátkými XUV laserovými pulzy a velmi krátkými rentgenovými laserovými pulzy. Hlavním cílem je stanovení prahů poškození ozářených vzorků a charakterizace emise iontů a tepelného záření z jejich povrchů. Zvláštní pozornost je věnována pevným materiálům navrhovaným pro vnitřní stěny budoucích inerciálních fúzních reaktorů, konkrétně wolframu, jeho slitiny s chromem a nitridu bóru. K simulaci radiační zátěže materiálů vnitřních stěn a XUV/rtg. optických elementů posloužil výbojový plazmový zdroj koherentního extrémního ultrafialového záření a rentgenový laser na volných elektronech. K charakterizaci iontové emise a tepelných účinků byla použita hmotová spektroskopie a termokamera. Ozářené vzorky byly dále analyzovány, získané výsledky pro různé materiály a jeho formy interpretovány a navzájem porovnány. Presentaci výsledků laboratorních simulací předchází teoretický úvod do problematiky testování radiační odolnosti materiálů, interakce záření s pevnou látkou a konstrukce a funkce XUV/rtg. laserů, optiky a detektorů různých typů. Podrobně je popsán zejména kapilární výbojový laser emitující XUV záření o vlnové délce 46,9 nm a řádkovací hmotově spektroskopický mikroskop využívající ablaci materiálu fokusovaným svazkem tohoto laseru.

*Klíčová slova:* fúzní reaktory, vnitřní stěna, radiační poškození materiálů, tepelné záření, wolfram, nitrid bóru, XUV/rtg. lasery

***Title: Laboratory simulation of XUV/x-ray radiation damage to metallic and non-metallic materials of the first wall of prospective fusion reactors***

*Author:* Bc. Jakub Bulička

*Abstract:* The thesis is dealing with radiation damage to metallic and non-metallic materials induced by short and ultra-short pulses of XUV and x-ray lasers, respectively. The main goal is to determine the damage thresholds and characterize emissions of ions and thermal radiation from surfaces of irradiated samples. Special attention is paid to solid materials considered as suitable for first walls of prospective inertial confinement reactors, i.e. tungsten, its alloys and boron nitride. The simulation of first wall materials and XUV/x-ray optics radiation load has been performed by capillary-discharge XUV laser and x-ray free-electron laser. To reveal the ion emission and heat loads, mass spectroscopy imaging and thermocamera have been used. Irradiated samples were further analyzed by various microscopy techniques. Results obtained on certain materials have been interpreted and compared. Before the experimental part of the thesis, a theoretical introduction is given to the methods of radiation damage testing, interaction of radiation with solid matter, and the construction and operation principles of XUV/x-ray lasers, optics, and detectors of various types. Special attention is paid to capillary-discharge laser (46.9 nm) and a scanning time-of-flight mass spectrometer analyzing ion emission from samples ablated by nanosecond XUV laser pulses.

*Key words:* fusion reactors, first wall, radiation damage, thermal radiation, tungsten, boron nitride, XUV/x-ray lasers



# Obsah

<b>Obsah</b>	<b>7</b>
<b>Úvod</b>	<b>9</b>
<b>1 XUV/rtg. zdroje, optika a detektory</b>	<b>12</b>
1.1 Základy konstrukce a funkce krátkovlnných laserů různých typů . . . . .	13
1.1.1 Synchrotronní zdroje záření . . . . .	14
1.1.2 Lasery na volných elektronech (FEL) . . . . .	19
1.1.3 Generování vysokých harmonických (HHG) . . . . .	24
1.1.4 Vyzařování z hustého a horkého plazmatu . . . . .	29
1.1.5 Kompaktní kapilární výbojový neonu-podobný argonový XUV laser . . . . .	33
1.2 Prvky XUV/rtg. optiky . . . . .	36
1.2.1 Prvky využívající tečně dopadající laserový svazek . . . . .	37
1.2.2 Prvky využívající kolmo dopadající laserový svazek . . . . .	40
1.3 Detektory XUV/rtg. záření . . . . .	44
1.3.1 Polovodičová fotodioda . . . . .	44
1.3.2 Vakuová fotodioda . . . . .	47
1.3.3 Fotoionizační detektor . . . . .	49
1.3.4 Detektory s prostorovým rozlišením . . . . .	51
1.3.5 Spektroskopie v XUV/rtg. oboru . . . . .	53
<b>2 Materiály a jejich modifikace XUV/rtg. zářením</b>	<b>55</b>
2.1 Druhy povrchových modifikací indukované XUV/rtg. zářením . . . . .	55
2.1.1 Procesy desorpce, ablace a povrchové modifikace indukované XUV/rtg. zářením . . . . .	56
2.1.2 Synergický účinek XUV/rtg. a UV-Vis-IR záření . . . . .	58
2.1.3 Iontová emise indukovaná XUV/rtg. zářením . . . . .	61
2.1.4 Tepelné účinky energetického záření & vliv teploty vzorků na ozařovací podmínky . . . . .	63
2.2 Materiály navrhované pro konstrukci vnitřních stěn ICF reaktorů . . . . .	66
2.2.1 Fyzika inerciální fúze . . . . .	67
2.2.2 Podmínky uvnitř ICF reaktorů . . . . .	78
2.2.3 Volba materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů . . . . .	80
2.2.4 Testování odolnosti zvolených materiálů . . . . .	83
<b>3 Experimentální část</b>	<b>88</b>
3.1 Atenuace a měření energie svazku pulzního XUV CDL . . . . .	89
3.2 Charakterizace iontů emitovaných z ozářených povrchů . . . . .	92
3.2.1 Kolimace, fokusace a parametry svazku XUV CDL . . . . .	93

3.2.2	Řádkovací hmotově spektroskopický mikroskop . . . . .	96
3.2.3	Záznam a zpracování naměřených hmotnostních spekter . . . . .	97
3.3	Studium ohřevu materiálů krátkovlnným laserem . . . . .	99
3.3.1	Rtg. laser na volných elektronech (XFEL) . . . . .	99
3.3.2	Termokamera FLIR A6700sc . . . . .	100
<b>4</b>	<b>Výsledky a diskuze</b>	<b>101</b>
4.1	Charakteristiky úzkého fokusu . . . . .	101
4.2	Energetické prahy poškození vybraných materiálů . . . . .	103
4.2.1	Charakterizace iontů emitovaných z ozářených povrchů . . . . .	103
4.2.2	Stanovení a porovnání prahů poškození zvolených vzorků . . . . .	107
4.2.3	Analýza povrchů ozářených vzorků . . . . .	111
4.3	Ohřev materiálů krátkovlnným laserem . . . . .	113
4.4	Diskuze . . . . .	115
	<b>Závěr</b>	<b>118</b>
	<b>Literatura</b>	<b>121</b>
<b>A</b>	<b>Přílohy</b>	<b>130</b>
A.1	AFM snímky povrchu wolframové fólie . . . . .	130
A.2	SEM snímky wolframových vzorků . . . . .	136
A.2.1	Wolframová fólie . . . . .	136
A.2.2	Silný vzorek čistého wolframu . . . . .	140
A.2.3	Silný vzorek slinovaného wolframového prášku . . . . .	143
A.2.4	Silný vzorek W/Cr slitiny . . . . .	148
A.3	Snímky povrchu BN pořízené optickým mikroskopem VHX-7000 . . . . .	150
A.4	Snímky pořízené termokamerou FLIR A6700sc . . . . .	151
A.4.1	Krystal Ge(400) . . . . .	151
A.4.2	Krystal Si(333) . . . . .	154
A.4.3	Krystal C(220) . . . . .	157
A.4.4	Hliníková čočka . . . . .	158
A.4.5	Beryliová čočka . . . . .	159



# Úvod

Extrémní podmínky uvnitř fúzního reaktoru kladou velmi vysoké a specifické nároky na materiály prvků přímo vystavených fúznímu plazmatu (PFC, *Plasma Facing Components*). Úkolem vnitřní stěny (*First Wall*) je chránit těleso reaktoru jak před tepelnými účinky expandujícího plazmatu jako horkého plynu, tak odstínit kombinaci tepelných a netepelných efektů spojených s emisí elektromagnetického záření, energetických nabitých částic a neutronů emitovaných fúzním plazmatem. Volba a znalost chování materiálů vnitřní stěny v prostředí fúzního plazmatu jsou klíčové pro zajištění této funkce a tedy dlouhodobé životnosti reaktoru. Cílem laboratorních (a počítačových) simulací je posoudit účinky dílčích efektů v nastavitelných, řízeně variovatelných a reprodukovatelných podmínkách. Na základě získaných výsledků lze následně provádět odhady odolnosti daného materiálu a prvků z něj vyrobených v předpokládaném prostředí fúzního reaktoru a využít je při plánování konstrukce budoucích reaktorů. Při testování odolnosti materiálů musíme brát v úvahu jistá omezení plynoucí z úrovně aktuálních znalostí o chování fúzního plazmatu. Přibližování podmínek testování reálným podmínkám v reaktoru přinesou až výsledky získané v rámci komplexních a nákladných projektů typu ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*), HiPER+ (*High Power laser Energy Research facility*) a DEMO (*DEMONstration and Engineering Research Plant*).

Rozlišujeme dva základní typy udržení plazmatu; magnetickým polem v tokamacích a stelarátoech (MFE, *Magnetic Fusion Energy*) a setrvačností ve svazkové, především laserové fúzi (IFE, *Inertial Fusion Energy*). Současná podoba vnitřní stěny MFE konstrukcí (ITER) počítá s využitím segmentů z austenitické oceli s vrstvou slitiny mědi (CuCrZr) a beryliovým povlakem a divertorovými terči z wolframu [1]; potenciálně i s návrhem vnitřní stěny kompletně z wolframu [neoficiální interní zpráva]. Z hlediska materiálového výzkumu vnitřních stěn je v IFE oproti MFE hlavní rozdíl v pulzním provozu reaktorů (např. opakovací frekvence  $\sim 10$  Hz uvažovaná v projektu HiPER+). Pulzní provoz IFE reaktorů by teoreticky mohl vést k vyššímu špičkovému toku neutronů při stejné integrální fluenci [2]. Částečným řešením vysokých neutronových toků (způsobující aktivaci materiálu) by mohly být vyměnitelné segmenty (*Line Replacable Units*) s životností přesahující čtyři roky [3]. V IFE, konkrétněji v experimentech LIFE (*Laser Inertial Fusion Energy*) [2–4], se navíc počítá s částečnou absorpcí energetických iontů a fotonů v plynné (xenonové) obálce obklopující implodující palivovou peletu. Absorbovaná energie je takto na vnitřní stěnu vyzářena na delších časových škálách, čímž je snížena okamžitá tepelná i radiační zátěž. V LIFE konfiguraci by vnitřní stěna byla místo z wolframu konstruována pouze ze speciální nízkoaktivní feriticko-martenzitické či radiačně odolné ODS (*Oxide-Dispersion Strengthened*) feritické oceli [2].

Vnitřní stěna není v přímém kontaktu s fúzním plazmatem *in statu nascendi*, až procesy jaderných reakcí, difúze a vyzářováním jsou uvolňovány z plazmatu vysokoenergetické neutrony, ionty a fotony. Není ale možno abstrahovat o faktu, že expandující plazma v delších časech k vnitřní stěně dorazí a deponuje tam jak materiál, tak energii. Nechtěný účinek na vnitřní stěnu budou mít i úlomky (*debris*) terče (palivové kapsule) pohybující se k ní vysokou rychlostí (*high-velocity impact*). Z typického deuterium tritiového (DT) plazmatu unikají neutrony kinetických energií jednotek až desítek MeV [5], ionty fluencí řádově až desítek  $\text{J}/\text{cm}^2$  [6] a extrémní ultrafialové a rentgenové fotony o fluencích desetin až jednotek  $\text{J}/\text{cm}^2$  ( $\sim 0,1 - 1,2 \text{ J}/\text{cm}^2$ ) [7–10].

Většinu energie uvolněné DT reakcí odnášejí neutrony. Velká část z nich však beze změny projde až do blanketu umístěného za vnitřní stěnou. Zde budou zpomalovány, prostřednictvím reakcí s lithiem využity k výrobě tritia a dále přenosu energie do tepelného cyklu budoucích elektráren. Tepelné účinky neutronů jsou silně lokalizované (*thermal spikes*) a vzhledem k účinkům energetických iontů a fotonů zanedbatelné. V současnosti se experimentální výzkum interakce fúzních neutronů s materiálem provádí na částicových urychlovačích nebo výzkumných štěpných reaktorech. Žádná z těchto variant ale stále nedostačuje k simulaci očekávaných toků ( $10^{18} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) a energií (14,1 MeV) DT fúzních neutronů [11]. Urychlovačové zdroje neutronů nedosahují dostatečných toků a neutrony ze štěpných reaktorů mají energie pouze v jednotkách MeV. Řešením (a nezbytnou součástí) výzkumu neutronové zátěže prvků fúzních reaktorů typu DEMO bude plánované výzkumné zařízení IFMIF-DONES (*International Fusion Materials Irradiation Facility-DEMO-Oriented Neutron Source*) [11].

Horké a husté plazma září napříč širokou škálou vlnových délek elektromagnetického záření; vzniká jak spojité spektrum brzdného záření, tak diskrétní čáry při rekombinaci a zářivých přechodech mezi hladinami atomů a iontů. Z pohledu účinků na PFC jsou zajímavé hlavně energetické fotony extrémního ultrafialového a rentgenového záření. Delší vlnové délky z plazmatu unikají v menší míře, prostředí je pro ně opticky husté. Je však třeba vzít v úvahu účinek rozptýleného laserového záření. Synergické efekty ionizujícího a neionizujícího záření na materiály byly předmětem bakalářské práce [12]. Ionty jsou produkty fúzních reakcí a tepelných a netepelných ionizačních procesů v plazmatu. Alfa částice z fúzních reakcí jsou částečně absorbovány ve vzniklém plazmatu (šíří se vlna hoření). Míra reabsorpce je klíčovým faktorem pro zvyšování zisku (podílu výstupní a vstupní energie) fúzních reakcí. Ionty a rentgenové fotony mají oproti neutronům mnohem významnější termomechanické efekty na vnitřní stěnu. Depozicí energie dochází k ohřevu tenké povrchové vrstvy, to může vést k tavení, zpětnému ztuhnutí a v důsledku vzniklých gradientů také k pnutí, tvorbě trhlin a erozi. Odprašování, ablace, sublimace a další podobné procesy mají za následek okamžitý úbytek materiálu. Úbytek i jen v řádu desítek atomárních vrstev na jeden pulz by v očekávaném pulzním provozu ( $\sim 10 \text{ Hz}$  v projektu HiPER+) inerciálních fúzních reaktorů výrazně omezil životnost vnitřní stěny. Z tohoto důvodu je nezbytná znalost prahů poškození vybraných materiálů jak iontovým svazkem, tak energetickým elektromagnetickým zářením. Prahy poškození navíc úzce souvisí s teplotou ozařovaných vzorků [13], kterou je nutné při těchto měřeních také brát v potaz.

K experimentálnímu studiu radiační a tepelné zátěže v prostředí laserového fúzního plazmatu slouží urychlovače, pinče a výkonné lasery. V současnosti jde např. o projekt HAPL (*High Average Power Laser*) [8, 10] a experimenty v SNL (*Sandia National Laboratories*) [6, 9]. Program HAPL je zaměřen na studium ohřevu a vývoje pnutí ocelové vnitřní stěny s wolframovým povlakem působením neutronů, iontů a rentgenového záření. Jeho součástí jsou např. experimenty na zařízení XAPPER [8] a Z-pinč [9], založené na pinčujících elektrických výbojích a navržených k testování radiační zátěže hlavně wolframových vzorků. Krátkovlnným zářením v rozmezí fluencí  $0,27 - 1,2 \text{ J/cm}^2$  zde byla studována odezva materiálu s cílem stanovit jejich prahy poškození. K simulaci poškozování materiálů energetickými ionty za účelem určení prahů zvyšování drsnosti a odstraňování materiálu posloužil urychlovač RHEPP-1 (*Repetitive High Energy Pulsed Power*) [6]. Ten byl schopen s vysokou opakovací frekvencí dodávat na povrch testovaného materiálu nanosekundové iontové pulzy fluencí do  $10 \text{ J/cm}^2$ , o energiích iontů až 1,8 MeV [6].

Cílem této diplomové práce je studium interakce elektromagnetického záření nanometrových a subnanometrových vlnových délek s pevnou látkou. Experimentálními metodami bylo sledováno nevratné poškozování a tepelná zátěž zvolených vzorků. Největší pozornost byla věnována wolframu (a jeho slitině s chromem), jako v současnosti nejperspektivnějšímu materiálu pro vnitřní stěny fúzních reaktorů. Pro srovnání byl zvolen nekovový, keramický vzorek pyrolitického nitridu boru. Ten byl vybrán především pro svou nízkou hustotu a složení z lehkých prvků. Diplomová práce tedy rozšiřuje výzkumný úkol [14], zaměřený výhradně na indikaci nevratného poškozování a iontové emise z čistého wolframu. Jako zdroj záření pro simulaci radiačního poškozování materiálů posloužil kompaktní kapilární výbojový XUV laser na FZÚ AV ČR v.v.i. a systém kapilárního laseru



s řádkovacím hmotově spektroskopickým mikroskopem na Colorado State University ve Fort Collins v USA. Ten se jeví jako vhodný pro srovnání radiační odolnosti různých materiálů výrazně odlišného složení, protože silná absorpce XUV záření vykazuje podobnou atenuační délku i pro materiály s velmi rozdílným prvkovým složením a hustotou. Studium ohřevu vzorků velmi krátkými pulzy rentgenového záření bylo realizováno na *SFX Instrument European XFEL* s použitím infračervené termokamery FLIR A6700sc. Teoretický úvod do problematiky krátkovlnného záření a volby materiálů podávají první dvě kapitoly, předcházející experimentální části práce a prezentaci výsledků. Zde jsou nejdříve shrnuty charakteristiky extrémního ultrafialového a rentgenového záření a možné způsoby jejich generování a různé zdroje tohoto záření. Dále je představena optika využívaná pro manipulaci a fokusaci XUV/rtg. laserových svazků a detektory pracující v těchto spektrálních oborech. V druhé kapitole teoretické části následuje popis fyziky interakce krátkovlnného záření s hmotou a kritéria volby materiálů vnitřních stěn inerciálních fúzních reaktorů, zejména z pohledu jejich odolnosti vůči elektromagnetickému záření emitovanému fúzním plazmatem.

# 1 XUV/rtg. zdroje, optika a detektory

Pro účely simulace a studia materiálového poškození vnitřních stěn inerciálních fúzních (ICF, *Inertial Confinement Fusion*) reaktorů energetickým zářením poslouží zejména extrémní ultrafialová (XUV,  $10 \text{ nm} \leq \lambda < 121 \text{ nm}$ ) a měkká rentgenová (rtg.,  $0,1 \text{ nm} \leq \lambda < 10 \text{ nm}$ ) část elektromagnetického spektra [15]. Tedy záření charakteristické svou vysokou mírou absorpce v prostředí, u kterého dochází k účinné absorpci na velmi krátkých vzdálenostech (v řádu  $\mu\text{m}$  až  $\text{nm}$ ). Prvky krátkovlnné optiky tak nemohou využívat lomu a odrazu na rozhraní a zdroje laserových svazků v tomto oboru spektra nejsou založeny na stimulované emisi v aktivním plynném nebo pevnolátkovém prostředí mezi zrcadly rezonátoru. I proto byly efektivní způsoby generace a fokusace nanometrových laserových svazků zkonstruovány až relativně nedávno. Ukázalo se výhodným za aktivní prostředí použít horké a husté plazma buzené výkonným laserem (viz 1.1.4) nebo výbojem (1.1.5), kde je svazek zesílen jedním průchodem plazmovým sloupcem. Dalšími zdroji koherentního XUV/rtg. jsou lasery na volných elektronech (FEL, 1.1.2) a zdroje vysokých harmonických frekvencí (HHG, 1.1.3). XUV/rtg. optika využívá buď totálního odrazu při tečném úhlu dopadu svazku na rozhraní (*grazing incidence*, 1.2.1), či vícevlňové interference z mnoha rozhraní (multivrstvá zrcadla, 1.2.2), nebo periodických struktur (difrakční optika, 1.2.2).

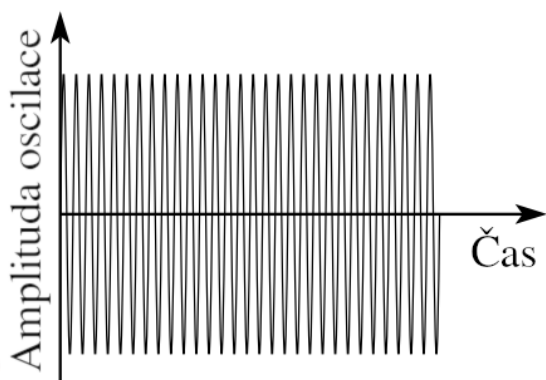
Frekvence XUV/rtg. je v materiálovém prostředí větší než rezonanční, tj. index lomu je menší než 1; z toho plyne velmi malá odrazivost při kolmém dopadu svazku na rozhraní a zároveň to implikuje existenci vnějšího totálního odrazu, kdy při odrazu nedochází ke ztrátám energie. Šíření krátkovlnného záření prostředím je popsáno komplexním indexem lomu a komplexním atomárním rozptylovým faktorem, jehož složky jsou úměrné koeficientům reflexe (odrazivosti) a transmise (průchodnosti). Relevantním zdrojem informací k simulacím a výpočtům šíření XUV/rtg. svazků v prostředí, jsou tabulky CXRO [16]. V XUV/rtg. oboru je také velmi důležitá mikrodrsnost optiky, tedy vzdálenost nejnižšího a nejvyššího bodu poruch na povrchu prvku. Pro krátké vlnové délky jsou požadavky na mikrodrsnost povrchů o 3 – 4 řády vyšší než pro optiku viditelné části spektra, tj. na úrovni desítek až jednotek atomárních vrstev [17].

XUV a měkké rtg. nachází velmi široké uplatnění ve výzkumu a průmyslu. Stejně charakteristiky komplikující jeho efektivní generaci a fokusaci umožňují jeho uplatnění v oblasti: mikroskopie s vysokým rozlišením a mikro-holografie, interferenčního měření v podmínkách velmi hustého plazmatu (např. měření koncentrace v hustém plazmatu vzniklém po implozi pelety v ICF), studia povrchů materiálů a litografie (na 13,5 nm) a mikroskopie biologických vzorků v tzv. vodním okně (2,3 – 4,4 nm), tj. mezi  $K\alpha$  hranami kyslíku a uhlíku [18].

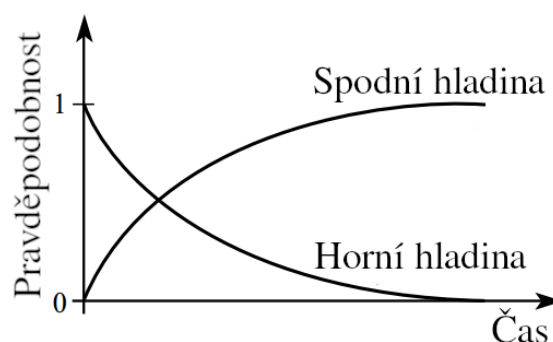
Následující tři oddíly přiblíží problematiku generování, fokusace a detekce XUV a rtg. záření. V části 1.1 jsou popsány základní principy generace a představeny možné konstrukce XUV/rtg. zdrojů záření. Následuje teoretický úvod k XUV/rtg. optice v části 1.2. Postupy charakterizace hlavně energetických parametrů XUV/rtg. svazků jsou předmětem poslední části 1.3.

## 1.1 Základy konstrukce a funkce krátkovlnných laserů různých typů

Základním fyzikálním principem všech XUV/rtg. zdrojů je vyzařování nerovnoměrně se pohybujícího volného nebo vázaného náboje. Změna velikosti nebo směru rychlosti (většinou) elektronu vede na emisi fotonu o energii definované parametry elektronu a jeho trajektorie. V případě volných nábojů pohybujících se se zrychlením v poli jiné nabitě částice<sup>1</sup> vzniká spojité spektrum, tzv. brzdné záření (*bremstrahlung*). Mikroskopický popis spektrálních přechodů vázaných nábojů také zahrnuje zrychlený pohyb elektronu. Elektron při přechodu mezi hladinami osciluje s frekvencí úměrnou rozdílu energií hladin  $\omega_{if} = (E_i - E_f)/\hbar$  (Obr. 1.1). Elektron je v superpozici stavů s postupně rostoucí pravděpodobností výskytu ve finální (*f*) a klesající pravděpodobností výskytu v hladině výchozí (*i*) (Obr. 1.2). Takto vzniká čárové spektrum, kde intenzita závisí na energetickém rozdílu hladin a šířka spektrálních čar na trvání přechodu (delší přechody odpovídají lépe definovaným vlnovým délkám a tedy užším čarám) [17].



Obrázek 1.1: Oscilace elektronu mezi kvantovými hladinami při spektrálním přechodu [17].



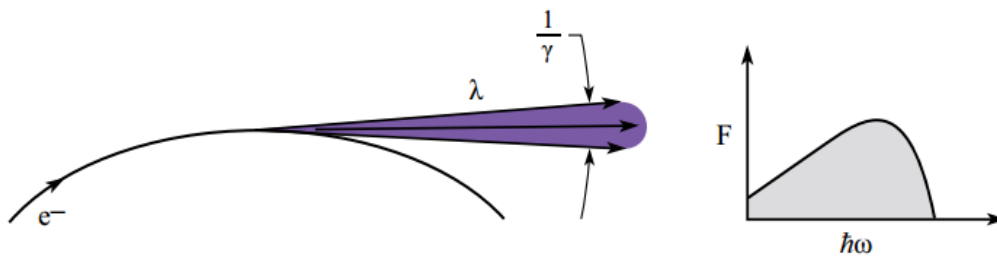
Obrázek 1.2: Vývoj pravděpodobnosti nalezení elektronu v horní, resp. dolní hladině s časem [17].

Koherentní XUV/rtg. zdroje lze rozdělit do tří kategorií: zdroje založené na urychlovačích, kam patří synchrotronní zdroje (1.1.1) a lasery na volných elektronech (FEL, *Free Electron Laser*, 1.1.2), generování vysokých harmonických (HHG, *High Harmonic Generation*, 1.1.3) a plazmové zdroje koherentního záření (1.1.4, 1.1.5). Každý zdroj disponuje specifickými parametry konstrukce a generovaného záření, od čehož se odvíjejí jejich různé oblasti uplatnění. Synchrotronní zdroje jsou flexibilní, tj. na jednom zařízení lze pracovat v různých spektrálních oborech a zajistit tak velmi rozdílné ozařovací podmínky na jednotlivých *beamlines*. FEL dosahují ze všech zdrojů nejvyššího špičkového jasu (*peak brightness*) a jsou schopny dodávat až GW výkony v 10 – 100 fs dlouhých pulzech pro koherentní difrakční zobrazování, nano-krytalografii, studium molekulární a atomární dynamiky a mnoho dalších aplikací nejen v materiálovém výzkumu [17]. Dosud však neexistují efektivní způsoby urychlování elektronů na malých vzdálenostech a tak FEL vyžadují až několik kilometrů dlouhé urychlovače. HHG jsou mnohem kompaktnější a ekonomičtější než FEL, nacházející uplatnění jako zdroj pro litografii a koherentní difrakční zobrazování. Velikou výsadou HHG je také možnost generovat až stovky atosekund dlouhé pulzy pro studium velmi rychlých dějů. Plazmové zdroje koherentního záření jsou dvojího druhu podle způsobu tvorby horkého a hustého plazmatu, ve kterém dochází k zesílení laserového svazku jeho jedním průchodem. Jsou buzené buď výkonným optickým laserem nebo silnoproudým elektrickým výbojem. V obou případech již byly zkonstruovány i relativně kompaktní XUV/rtg. zdroje nanosekundových pulzů s širokou škálou aplikací v materiálovém výzkumu, mikroskopii, atd.

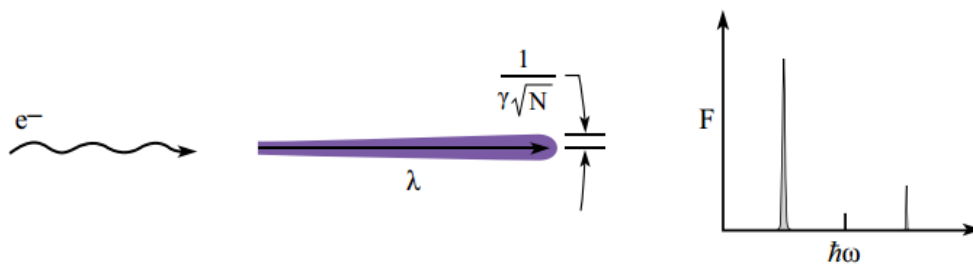
<sup>1</sup>Pro vyzařování je nezbytná změna těžiště soustavy dvou částic. Srážka elektronu s elektronem záření neprodukuje (pro  $v \ll c$ ).

### 1.1.1 Synchrontronní zdroje záření

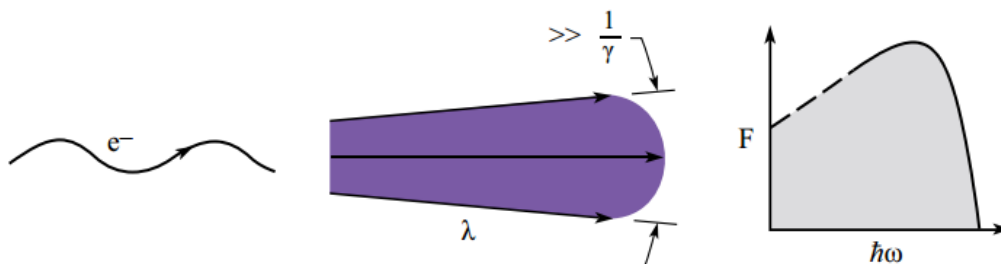
Synchrontronní zdroje využívají vyzařování relativistických elektronů pohybujících se v magnetickém poli po kruhové dráze. Elektronů vyzařují fotony brzděného záření v úzkém kuželu ve směru tečném na jejich kruhovou trajektorii. Jde o stejný princip jako generace záření nabitě částice pohybující se se zrychlením v poli iontu v důsledku zákona zachování energie. V nejjednodušším případě pohybu urychlených elektronů po kruhové trajektorii v poli ohybových magnetů je ve směru vektoru rychlosti vyzařován svazek fotonů s širokým, spojitým spektrem (Obr.1.3). Takto generovaný svazek záření se nachází v částí měkkého, až tvrdého rtg. a vyznačuje se relativně velkým průřezem a divergencí [17]. Mluvíme o synchrontronu první, případně druhé generace. Lepších parametrů svazku dosahují urychlovače s undulátory či wigglery. Jde o struktury s periodicky proměnným magnetickým polem, díky kterým dosahují svazky záření vyššího spektrálního jasu, částečné koherence a možnosti jejich ladění [17]. Undulátory způsobují harmonické kmity elektronů v relativně slabém, periodicky proměnném magnetickém poli. Amplituda undulací je malá a kužel záření úzký, z čehož plyne také malá úhlová divergence a úzké spektrální čáry záření (Obr. 1.4). Wiggler se vyznačují silnějším magnetickým polem, se kterým je spojena vyšší amplituda undulací a tedy větší úhlová divergence svazku, nižší jas, ale i větší vyzářený výkon a kratší vlnové délky (Obr. 1.5) [17, 19].



Obrázek 1.3: Synchrontronní záření ze systému s ohybovým magnetem a odpovídající vyzářené spektrum [17].

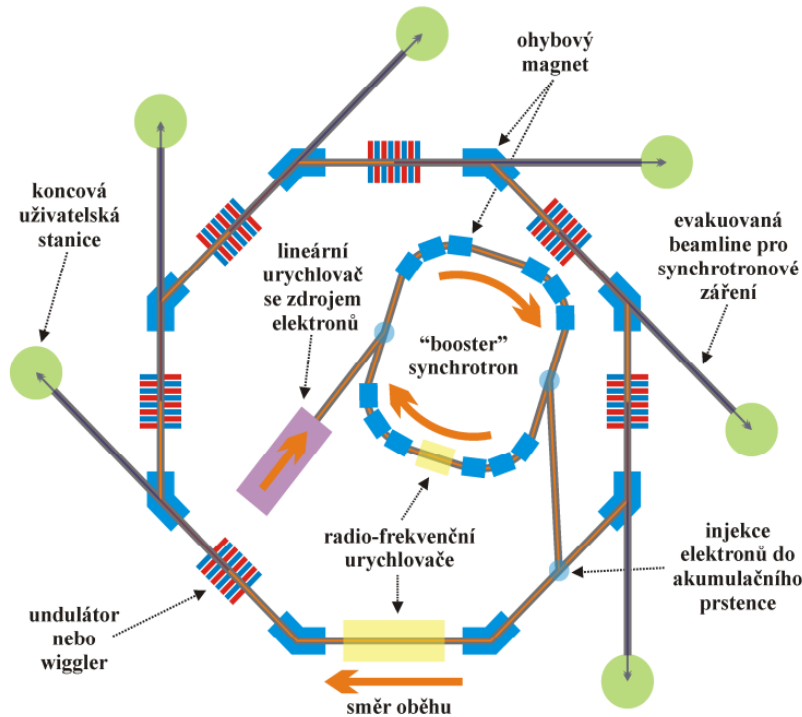


Obrázek 1.4: Synchrontronní záření ze systému s undulátorem a odpovídající spektrum [17].



Obrázek 1.5: Synchrontronní záření ze systému s wigglerem a odpovídající spektrum [17].

Principiální schéma synchrotronu třetí generace je na Obr. 1.6. Elektrony generované ze žhavené katody jsou nejdříve urychleny na keV energie impulzním stejnosměrným napětím s opakovací frekvencí až stovek Hz. Na relativistické rychlosti (energie stovky MeV) jsou následně urychleny radiofrekvenčním polem v lineárním urychlovači a na energii několika GeV v tzv. *booster* synchrotronu. Po injekci elektronů do akumulárního prstence (*storage ring*) prochází jednotlivými undulátory, kde generují rtg. svazky pro konkrétní *beamlines*. Radiační ztráty na ohybových magnetech, undulátorech či wigglerech jsou kompenzovány radio-frekvenčními urychlovači v akumulárním prstenci. Svazek elektronů je tedy schopen generovat záření až po několik hodin. Nezbytnou součástí každého synchrotronu je také vakuový systém, zde je vyžadováno ultra-vysoké vakuum ( $\sim 10^{-9}$  Pa) [19].



Obrázek 1.6: Schéma synchrotronu třetí generace [19].

Elektron pohybující se v poli ohybového magnetu (Obr. 1.7) opisuje kruhovou trajektorii o poloměru [17]:

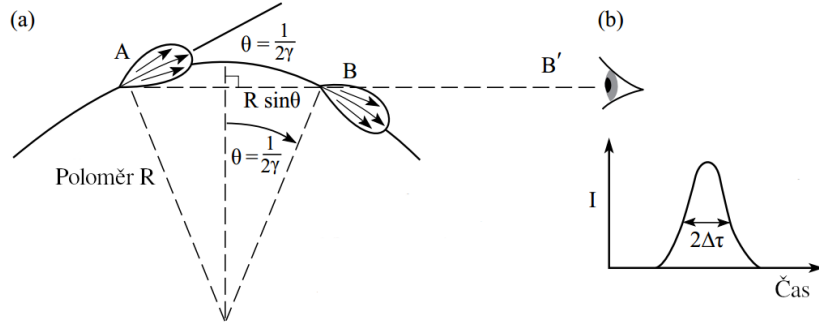
$$R = \frac{\gamma m_e v}{eB}, \quad (1.1)$$

kde  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  je Lorentzův součinitel přisposazení, v odborné literatuře nazývaný Lorentzovým relativistickým faktorem ( $\beta = v/c$  je rychlost částice vztažená k rychlosti světla). Relativistický elektron vyzařuje do úzkého kužele v laboratorní soustavě definovaného úhlem [17]:

$$\theta \approx \frac{1}{2\gamma}, \quad (1.2)$$

a vnější pozorovatel v bodě B' (Obr. 1.7) spatří úzký impulz s dobou trvání [17]:

$$2\Delta\tau \approx \frac{R}{2\gamma^3 c}. \quad (1.3)$$



Obrázek 1.7: Vyzářování relativistického elektronu pohybujícího se po kruhové trajektorii a impuls záření pozorovaný v bodě B' [17].

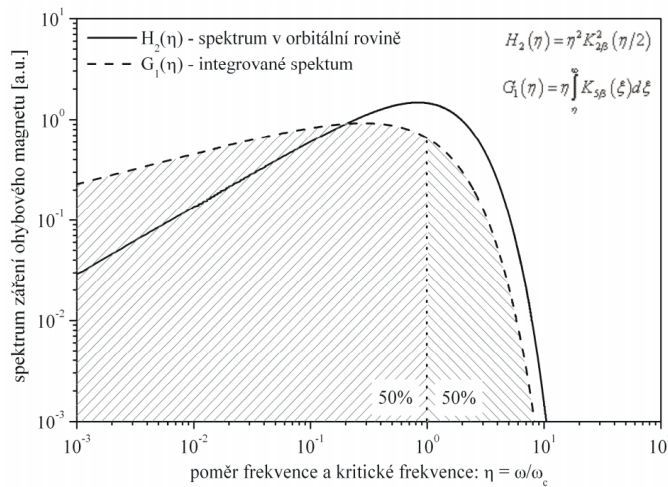
Z délky pulzu (1.3) lze, pomocí Heisenbergova principu neurčitosti  $\Delta E \cdot \Delta \tau \geq \hbar/2$ , odhadnout energii emitovaných fotonů (resp. vlnovou délku záření). Pro střední kvadratický rozptyl (rms, *root mean square*) energie fotonů pak dostaneme výraz [17]:

$$\Delta E \geq \frac{2\hbar c \gamma^3}{R} = \frac{2e\hbar B \gamma^2}{m_e}. \quad (1.4)$$

Dosažením za fyzikální konstanty a typické parametry synchrotronních zdrojů ( $\gamma$  v řádu tisíc,  $B$  v jednotkách T) dostaneme rozsahy energií v keV (resp. nm vlnové délky) [17]. K přesnějšímu popisu energie vyzářených fotonů viz [20].

K charakterizaci synchrotronního záření relativistických elektronů v poli ohybového magnetu je vhodné zavést kritickou energii  $E_c$  (resp. kritickou frekvenci  $\omega_c$  nebo vlnovou délku  $\lambda_c$ ). Kritická energie (1.5) je definována jako medián intenzivního spektra v energetické (resp. frekvenční) doméně, tj. polovina energie je vyzářena ve frekvencích nižších  $\omega_c$  a polovina ve vyšších (Obr. 1.8) [17, 19].

$$E_c = \hbar \omega_c = \frac{3e\hbar B \gamma^2}{2m_e} \quad (1.5)$$



Obrázek 1.8: Spektrum záření náboje v poli ohybového magnetu v orbitální rovině (plná čára) a prostorový integrál tohoto spektra (přerušovaná čára) [19].

Magnetické pole v planárním undulátoru (Obr. 1.9) je periodicky proměnné s periodou  $\lambda_u$ . V důsledku Lorentzovy síly dochází k oscilacím proletujících nabitých částic (kolmo ke směru pohybu) a generaci záření o vlnové délce  $\lambda$ . Zkrácení vlnové délky záření  $\lambda$  vůči periodě magnetů  $\lambda_u$  o  $2\gamma^2$  je zprostředkováno kontrakcí délek a dopplerovským posuvem. Spektrum undulátorového záření je diskrétní (Obr. 1.4) a to v důsledku superpozice generovaných vln, jež jsou posunuty o  $n\lambda$  ve směru pohybu elektronů (kde  $n$  je harmonický řád). Vlivem konstruktivní superpozice má undulátorové záření také poměrně vysoký stupeň koherence [19]. Ve srovnání s ohybovým magnetem má záření z undulátoru s  $N$  periodami mnohem menší divergenci úměrnou  $\sim \frac{1}{\gamma N}$  [19]. Vlnová délka záření generovaného undulátorem je [17]:

$$\lambda \approx \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} (1 + \gamma^2 \theta^2), \quad (1.6)$$

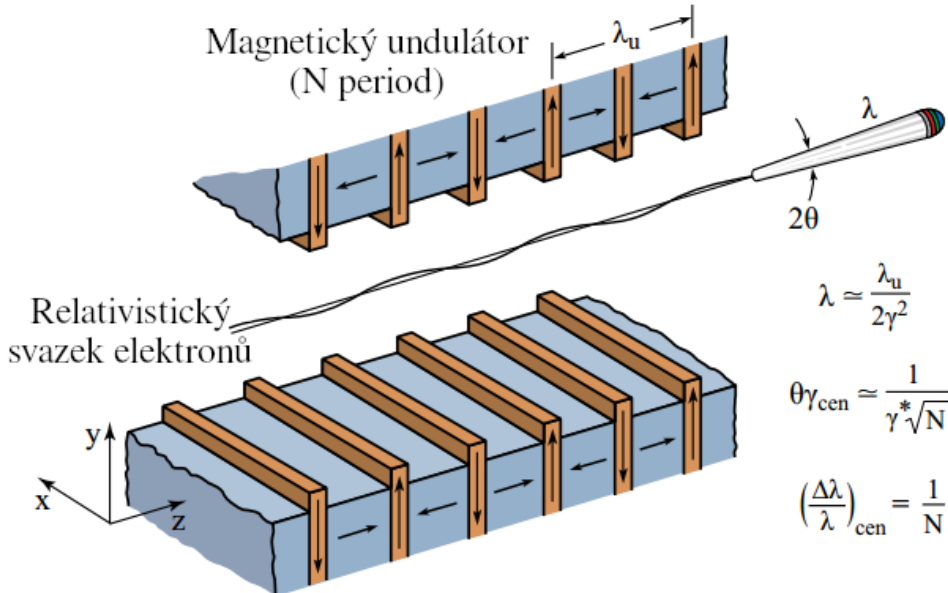
kde  $\theta$  je úhel mezi osou undulátoru a směrem šíření záření. Zavedeme-li bezrozměrný undulátorový parametr  $K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_e c}$ , dostaneme undulátorovou rovnici [17]:

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} + \gamma^2 \theta^2 \right), \quad (1.7)$$

kde pro undulátor platí  $K \ll 1$ .

Výkon na ose generovaný  $N_e$  nekorelovanými elektrony je dán rovnicí (1.8) [17]. Lze ukázat, že na ose undulátoru ( $\theta = 0^\circ$ ) jsou vyzařovány pouze liché řády a mimo osu ( $\theta \neq 0$ ) všechny harmonické řády [19].

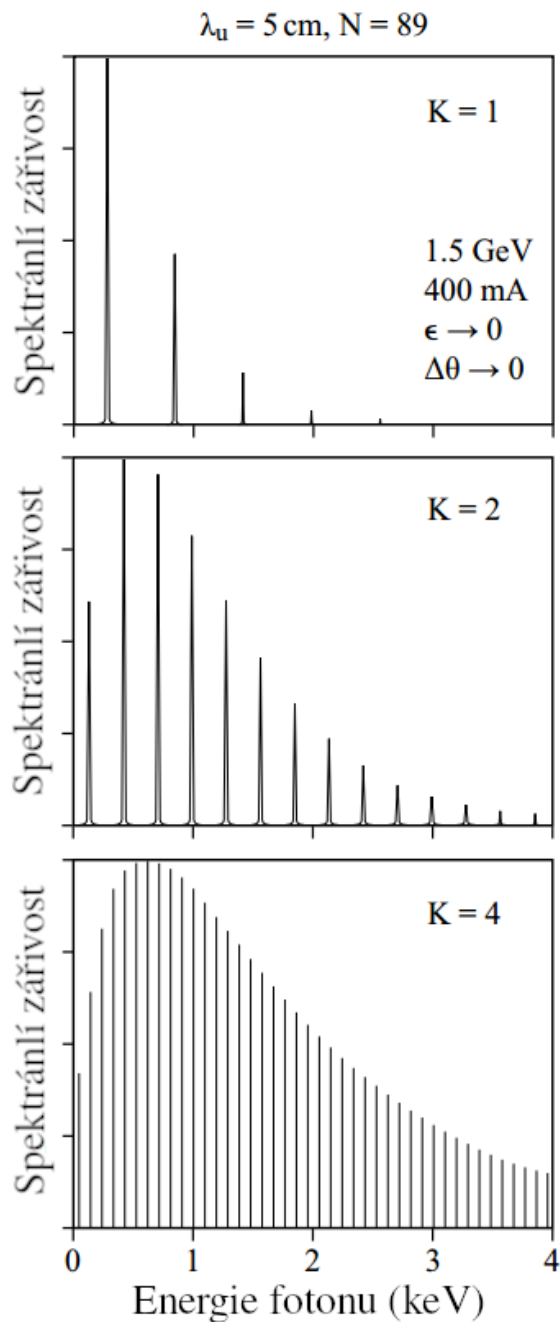
$$P = \frac{\pi c e \gamma^2 N_e}{\epsilon_0 \lambda_u^2} \frac{K^2}{(1 + K^2/2)^2}. \quad (1.8)$$



Obrázek 1.9: Schéma konstrukce undulátoru, pohybu nabitých částic v periodickém magnetickém poli a kužel záření [17].



Wiggler se oproti undulátoru vyznačuje silnějším magnetickým polem a s tím související větší amplitudou oscilací nabitých částic. Parametr  $K$  je mnohem větší než jedna, což vede na větší energie vyzářených fotonů, spojitost spektra záření a větší tok fotonů [17]. Změna spektrálního jasu pro rostoucí  $K$  (od undulátoru s  $K \leq 1$  k wiggleru s  $K \gg 1$ ) je pro parametry  $\lambda_u = 5$  cm a  $N = 89$  ilustrována na Obr. 1.10. V undulátorové rovnici (1.7) dominuje člen  $K^2/2$ , trajektorie elektronů již není sinusoida a vznikají vyšší liché harmonické frekvence, které vytvoří kvazi-spojité spektrum viditelné na posledním grafu ( $K = 4$ ) [17, 20].

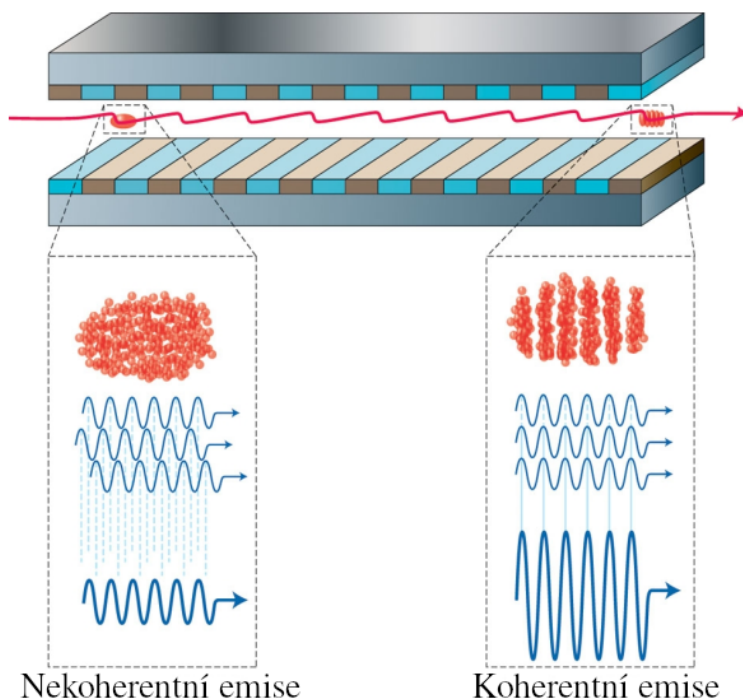


Obrázek 1.10: Závislost spektrálního jasu na energii fotonu pro různé hodnoty undulátorového parametru  $K$  [17].

Dochází-li k shlukování elektronů v maximech a minimech magnetického pole undulátoru, projevuje se konstruktivní superpozice generovaného vlnění a vzniká časově a prostorově koherentní, úzký svazek. Takové zdroje nazýváme lasery na volných elektronech (FEL, *Free Electron Laser*). FEL poskytují záření o mnohonásobně vyšším jasu ve velmi krátkých, až fs pulzech, vlnové délky v rozsahu  $\mu\text{m}$  až setin  $\text{nm}$ , provoz na několika „barvách“ (vlnových délkách) najednou, nastavitelnost polarizace a další výhodné aspekty spojené s širokým rozsahem aplikací [21]. To nicméně neznamená konec synchrotronním zdrojům záření, ty jsou naopak stále relevantní pro aplikace vyžadující svazky s vysokou stabilitou nebo vysokými průměrnými toky energie [20].

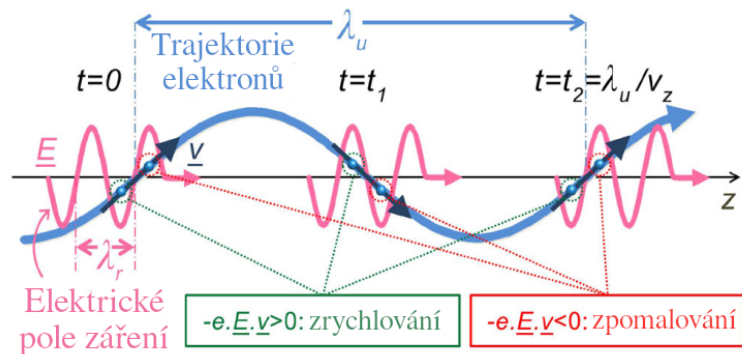
### 1.1.2 Lasery na volných elektronech (FEL)

Lasery na volných elektronech (FEL) jsou v současnosti již značně rozšířené zdroje intenzivních, ultrakrátkých (fs) a energetických (až jednotky keV) pulzů v XUV až rgt. oblasti s několika zástupci po celém světě [17]. Klíčovým rozdílem oproti synchrotronním zdrojům záření je vysoký zisk aktivního prostředí FEL [19]. Elektrony oscilující v undulátoru září nejdříve nekoherentně. Vyzářený výkon je úměrný počtu elektronů  $N_e$ , který je úměrný proudu elektronů  $I$ .  $P \propto N_e \propto I$ . Po jejich vhodném přeskupení elektrony oscilují synchronně a vzniklé záření se konstruktivně skládá (Obr. 1.11). Vzniká koherentní svazek, jehož vyzářený výkon je úměrný kvadrátu počtu elektronů  $N_e^2$  a proudu elektronů  $I^2$ .  $P \propto N_e^2 \propto I^2$  [17]. K synchronizaci oscilací a mikro-shlukování (*micro-bunching*) dochází interakcí elektronů s emitovaným zářením. Vznikne vazba mezi podélnou složkou rychlosti elektronů a podélnou složkou elektrického pole záření, která vytvoří pozitivní zpětnou vazbu vedoucí na mikro-shlukování elektronů. Další vyzářování elektronů vede na produkci elektrických polí, čím dál více přispívajících k shlukování elektronů, generující pole dále oddělující jednotlivé mikro-shluky. Dochází tak k exponenciálnímu nárůstu intenzity záření s uraženou vzdáleností v undulátoru [21].

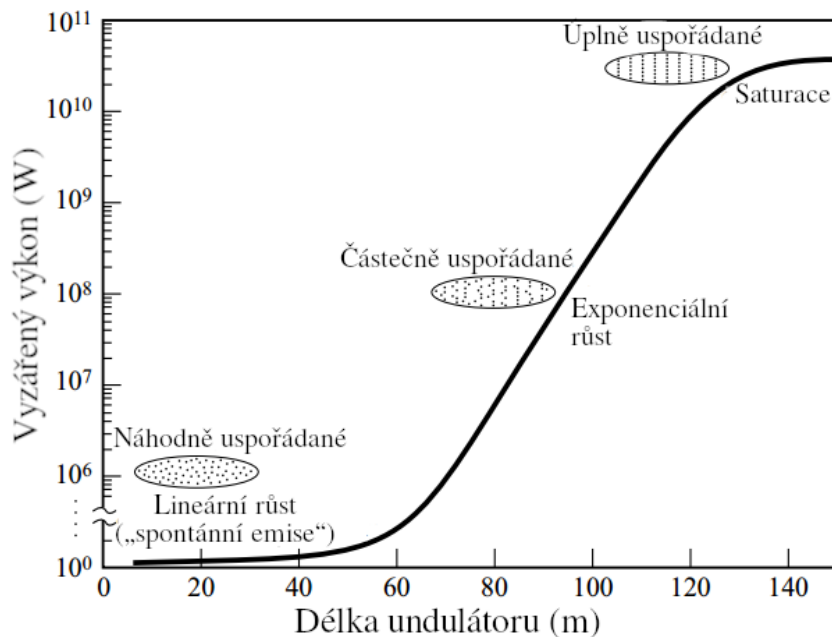


Obrázek 1.11: Základní princip synchronizace oscilací elektronových shluků a produkce koherentní emise v undulátoru FEL [21].

Pro emitované záření platí stejná rovnice jako u undulátoru v synchrotronu (1.7). Rozdíl je zde: v redukci velikosti a divergence elektronového shluku (*bunch*), v delším undulátoru ( $\sim 100$  m) a mnohem vyšších špičkových proudech [17]. Elektrony pohybující se po sinusové trajektorii emitují fotony ve směru  $z$  podle schématu na Obr. 1.12. Vlnová délka a časové parametry emitovaných pulzů záření jsou definovány rozdílem mezi rychlostí světla a rychlostí elektronů ve směru  $z$ . Jsou-li oscilace elektronů v rezonanci s emitovaným zářením, pak dochází ke koherentnímu skládání (konstruktivní interferenci) generovaných polí ve směru jejich pohybu. Lze ukázat, že tuto rezonanční podmínku splňují elektrony, které se za jednu periodu undulátoru  $\lambda_u$  opozdí vůči emitovanému záření přesně o jednu vlnovou délku  $\lambda_r$  (Obr. 1.12) [21]. Nárůst amplitudy generovaných polí navyšuje modulaci vzniklé elektronové vlny a již zmíněnou zpětnou vazbou další zvýšení amplitudy záření. Takto dochází k rozdělování elektronů do mikro-shluků a exponenciálnímu nárůstu vyzářeného výkonu s pohybem částic a záření undulátorem (Obr. 1.13). Vzniklý svazek se navíc vykazuje relativně vysokou prostorovou koherencí [17]. Více k teorii generace záření viz [20].

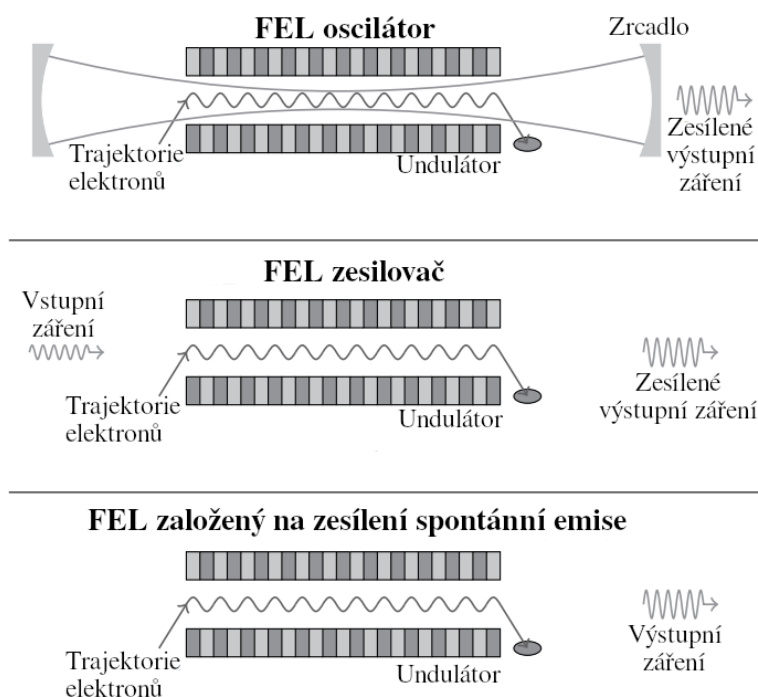


Obrázek 1.12: Schéma rezonance mezi oscilujícími elektrony a emitovaným zářením [21].



Obrázek 1.13: Exponenciální nárůst a saturace vyzářeného výkonu s délkou undulátoru a postupná modulace elektronové vlny generující záření [17].

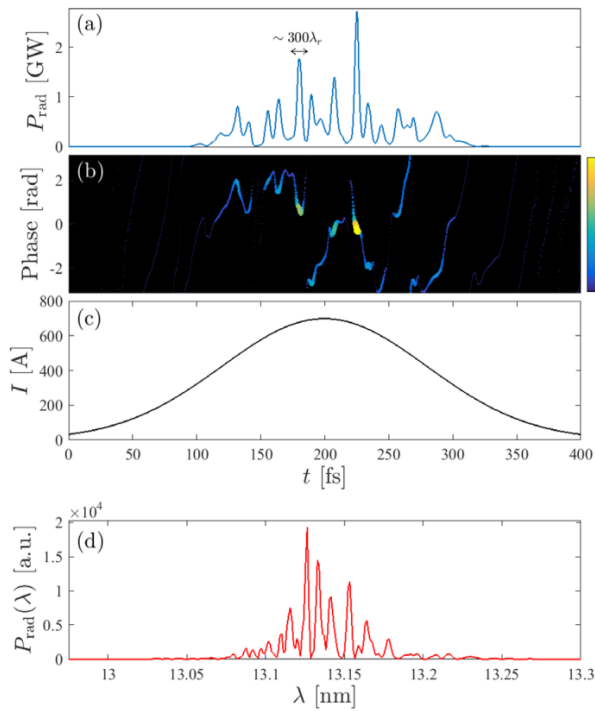
Dosud byl popsán FEL s vysokým ziskem založený na tzv. samozesílení spontánní emise (SASE, *Self-Amplified Spontaneous Emission*). Ke generaci a zesílení laserového svazku dochází v prostředí relativistických oscilujících elektronů za předpokladu splnění rezonanční podmínky. Není potřeba dalšího buzení a dostačuje jeden průchod záření aktivním prostředím. To je nezbytné pro generaci výkoných XUV a rtg. svazků, u kterých nelze konstruovat dostatečně účinný rezonátor. Na Obr. 1.14 je SASE vyobrazeno jako poslední. První FEL nicméně nebyly schopny dosáhnout dostatečného zesílení a saturace jedním průchodem svazku aktivním prostředím v undulátoru. Mluvíme o FEL s nízkým ziskem (první na Obr. 1.14), vyznačující se kratším undulátorem a menším ziskem aktivního prostředí plynoucí z menší hustoty elektronových shluků, a tedy řádově nižšího špičkového proudu [19]. Relativně výkonné infračervené až ultrafialové laserové svazky zde byly zesíleny mnoha průchody aktivním prostředím zprostředkované zrcadly rezonátoru. FEL lze provozovat i v režimu zesilovače (Obr. 1.14 veprostřed), frekvence zesilovaného svazku zde nicméně musí být podobná frekvenci vycházející z podmínky rezonance undulátoru [20].



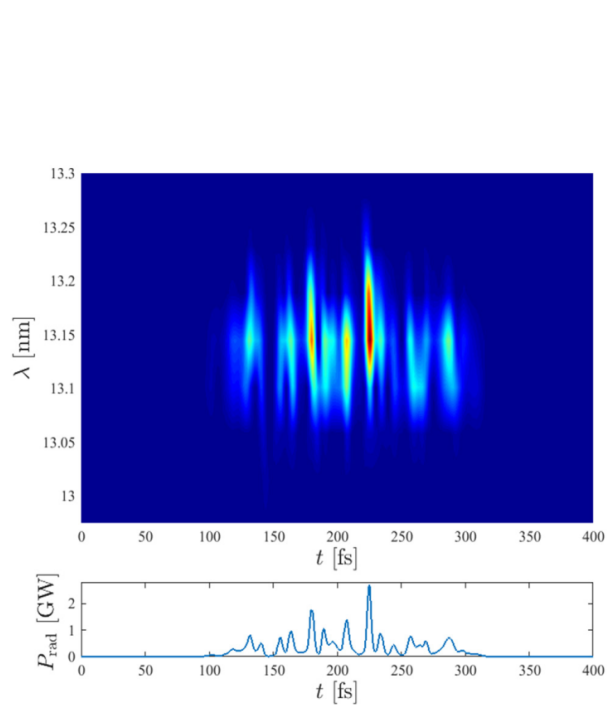
Obrázek 1.14: Schéma provozu FEL v režimu oscilátoru, zesilovače a samozesílené spontánní emise [20].

Samotný elektronový svazek je do undulátoru v režimu SASE injektován s určitým počátečním rozdělením hustoty. Vykazuje určitou míru shlukování, tzv. *shot noise*, která vede na tvorbu navzájem oddělených, fázově posunutých oblastí vyzařujících na různých vlnových délkách. Simulace parametrů typického SASE pulzu v saturaci z FEL s vysokým ziskem (s parametry podobnými zařízení FLASH) je vynesena v grafech na Obr. 1.15. Horní tři znázorňují (a) časový profil vyzářeného výkonu, (b) posun fáze záření s barevně vyznačenou odpovídající intenzitou a (c) idealizovaný profil proudu elektronů. Poslední graf (d) je spektrum, které je stejně jako časový profil záření složeno z mnoha příspěvků od jednotlivých oddělených mikro-shluků elektronů. Tvar spektra souvisí s náhodným rozložením elektronů vstupujících do undulátoru [21]. Jednotlivé píky v časovém profilu vyzářeného výkonu na Obr. 1.15(a) nekorespondují se spektrálním rozložením na Obr. 1.15(d), ale obsahují celý rozsah vlnových délek, jež je daný FEL schopný produkovat [21]. Příklad rozsahu vlnových délek obsažených v jednotlivých úsecích časového profilu z grafu na Obr. 1.15(a) je na Obr. 1.16.

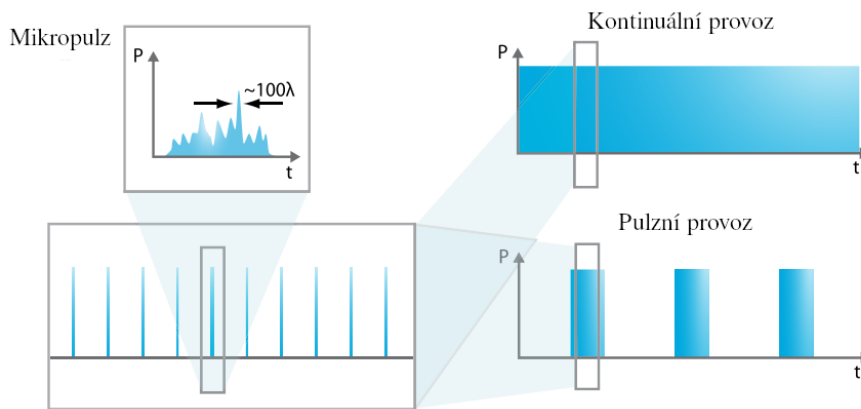
Jednotlivé dosud popsané pulzy, tzv. mikro-pulzy (vlevo nahoře na Obr. 1.17), jsou generovány s MHz frekvencí a tvoří makro-pulzy (vlevo dole na Obr. 1.17). FEL s běžnými radio-frekvenčními urychlovači elektronů jsou schopny v pulzním režimu produkovat makro-pulzy délek v řádu až  $\mu\text{m}$  s opakovací frekvencí 10 – 100 Hz (vpravo dole na Obr. 1.17). Supravodivé urychlovače umožňují produkci dokonce kvazi-kontinuálního časového průběhu zářivého výkonu (vpravo nahoře na Obr. 1.17) [21].



Obrázek 1.15: Parametry typického saturovaného SASE pulzu z FEL. (a) Časový profil vyzářeného výkonu, (b) posunu fáze a (c) proudu elektronů a (d) spektrum záření [21].



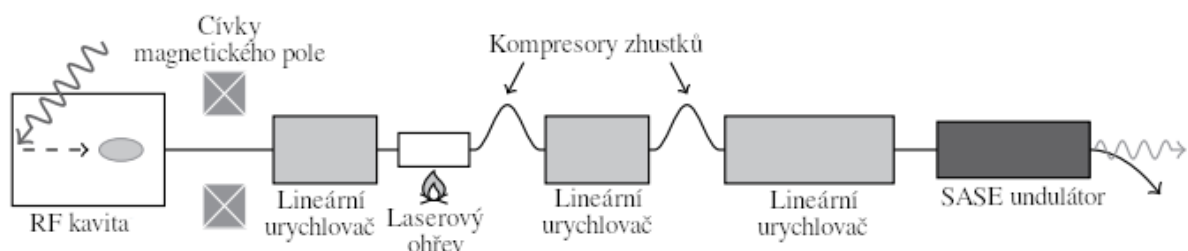
Obrázek 1.16: Rozsah vlnových délek obsažený v jednotlivých časových úsecích profilu vyzářeného výkonu (horní graf) a odpovídající profil intenzit (dolní graf) [21].



Obrázek 1.17: Struktura typického mikro-pulzu, makro-pulzu a výsledného pulzního a kvazi-kontinuálního spektra záření FEL [21].

Špičkové výkony současných FEL se pohybují v řádu desítek GW, což spolu s fs délkou pulzů odpovídá energiím pulzů v rozmezí 100  $\mu\text{J}$  až několika mJ [21]. Hodnoty energie a dalších parametrů pulzů jsou z povahy režimu SASE výstřel od výstřelu různé. Mezi výstřely fluktuují také střední vlnová délka, časový průběh impulzu a doba jeho příchodu (*timing jitter*) vzhledem ke spínání. Z neurčitosti místa vzniku svazku v undulátoru plynou poziční nestabilita (*positional jitter*) a směrová nestabilita (*pointing jitter*), které mají vliv na pozici ohniska, profil intenzity, tvar vlnoplochy a energii v pulzech [19]. K zeslabení fluktuací parametrů FEL svazků se používá tzv. „seedování“, kdy svazek prochází několika undulátory fungujícími v režimu zesilovače [17].

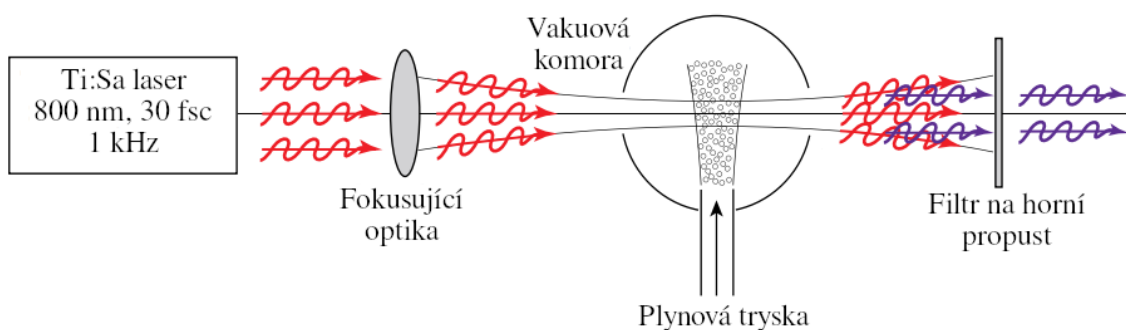
Zjednodušené schéma konstrukce FEL s vysokým ziskem založeném na zesílení spontánní emise je na Obr. 1.18. Svazek elektronů je zde produkován vnější fotoemisí z fotokatody pomocí pulzního laseru. V radio-frekvenční (RF) kavitě ( $\sim 10$  MV/m) následuje jeho urychlení na energie několika MeV a poté je postupně na vyšší energie urychlován v lineárních urychlovačích (většinou radio-frekvenční kavitách). K omezení divergence elektronového svazku slouží silné magnetické pole za výstupem z RF kavitě. Použití supravodivých kavit umožňuje podstatné navýšení opakovací frekvence FEL [19]. Kompresory elektronových zhustků (*bunch compressor*), umístěné mezi jednotlivými stupni urychlovače zkracují délku elektronového zhustku, tj. zvyšují špičkový proud. Jejich funkce je založena na principu prodloužení trajektorie pomalejších elektronů vůči rychlejším [19]. Vnější laserový ohřev slouží k zeslabení vlivu podélných nestabilit elektronového svazku, jež vznikají v urychlovači a kompresoru zhustků (nepatrným zvětšováním rozptylu energií elektronů [20]). Elektronový svazek požadovaných parametrů poté vstupuje do undulátoru, kde produkuje laserové rtg. záření, pokračující dále přes systémy diagnostik k jednotlivým experimentům [19]. Na konci undulátoru je také nezbytný odklon elektronového svazku do absorbéru.



Obrázek 1.18: Konstrukce SASE FEL s vysokým ziskem [20].

### 1.1.3 Generování vysokých harmonických (HHG)

Generování vysokých harmonických frekvencí (HHG, *High Harmonic Generation*) využívá k výrobě svazků nanometrových vlnových délek nelineární povahy interakce EM záření s látkou. Intenzivní laser vybudí v materiálovém prostředí procesy vedoucí na vyzáření vlnění jež je superpozicí vyšších řádů dopadajícího. Nejtypičtějším příkladem je generování nanometrových vlnových délek ozařováním vzácného plynu intenzivními femtosekundovými pulzy koherentního infračerveného, lineárně polarizovaného laserového svazku. Principiální schéma takového systému je na Obr. 1.19. NIR laserový svazek ( $I \sim 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ) fokusovaný do prostředí argonu (o tlaku  $\leq 0,1 \text{ bar}$ ) dává vzniknout koherentnímu nanometrovému záření s konverzní účinností v řádu  $\sim 10^{-8} - 10^{-5}$  [17].



Obrázek 1.19: Schéma generování vysokých harmonických frekvencí Ti:Sa laserem [17].

První experimentální generace druhé harmonické ( $\sim 347,2 \text{ nm}$ ) rubínovým laserem ( $694,3 \text{ nm}$ ) fokusovaným na křemen bylo provedeno již v roce 1961 [22]. Intenzita elektrického pole fokusovaného svazku se tehdy pohybovala řádově v  $10^5 \text{ V/cm}$  (dnes rutinně používané jsou asi o čtyři řády vyšší, tedy  $10^9 \text{ V/cm}$ ) [17, 22]. Vyšší harmonické (do 11-tého řádu) se poprvé podařilo vytvořit s použitím intenzivnějších laserových zdrojů ( $>10^{14} \text{ W/cm}^2$ ) až v roce 1977 [23]. Fokusací nanosekundových pulzů  $\text{CO}_2$  laseru ( $10,6 \mu\text{m}$ ) na hliníkový terčík byly ze vzniklého plazmatu emitovány třetí ( $3,53 \mu\text{m}$ ) až jedenáctá harmonická ( $0,96 \mu\text{m}$ ) [23]. V prostředí vzácných plynů byl tento jev poprvé pozorován v roce 1986 [24]. Nejvyšší zde generovaná byla 17-tá harmonická ( $14,6 \text{ nm}$ ) intenzivního ( $\sim 10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ) femtosekundového ( $\sim 350 \text{ fs}$ ) krypton-fluorového UV laseru ( $248 \text{ nm}$ ) fokusovaného do prostředí neonu [24].

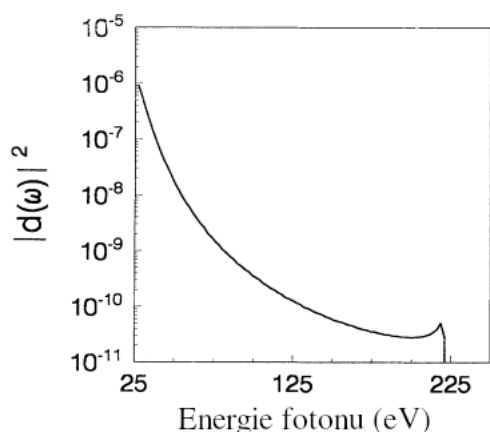
Teoretický popis HHG pochází z roku 1993 [25]. Jde o částečně kvantový model - částice jsou popsány kvantově, vlnění klasickou fyzikou. Intenzivní elektrické pole laseru ( $I \geq 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ) ionizuje atomy plynu. Uvolněné elektrony jsou ve vnějším poli urychleny a s určitou pravděpodobností interagují s ionty za vzniku vyšších harmonických frekvencí [25]. Proces samotné interakce - rekombinace elektronů s ionty, byl popsán až později. Z modelu dále plyne, že pro realizaci rekombinace musí být dopadající vlnění lineárně polarizované. Byl zde také vysvětlen původ maxima energie záření vzniklého HHG stanovený o rok dříve [26]. Elektrony vzniklé tunelovou ionizací na  $\omega t = 18^\circ, 198^\circ, \dots$  mají při rekombinaci kinetickou energii odpovídající maximu energie fotonu záření vyšších harmonických [17]:

$$E_{\text{max}} = I_p + 3,17U_p. \quad (1.9)$$

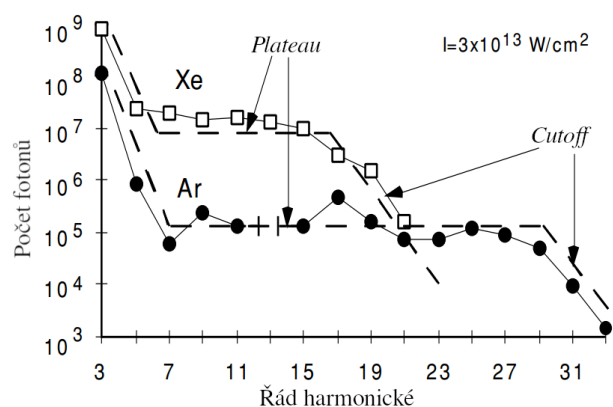
Ionizační potenciál  $I_p$  značí energii potřebnou k uvolnění elektronu z pole atomu a  $U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2}$  je ponderomotivní potenciál, tj. potenciál volných elektronů v elektrickém poli. Konstanta 3,17 byla stanovena nejdříve empiricky [26] a poté přesněji teoreticky [25].



Na Obr. 1.20 je vypočítané spektrum harmonických (závislost kvadrátu absolutní hodnoty dipólového momentu na energii fotonu). Na Obr. 1.21 jsou experimentálně naměřená spektra harmonických pro argon a xenon. Lze vidět jejich analogické chování; při zvyšující se energii dochází k rychlému poklesu následovanému oblastí konstantní hodnoty (*plateau*) a poklesem k nule (*cutoff*) na maximální energii podle vztahu (1.9). Představený model tedy přibližně souhlasí s experimentálními pozorováními. Přesnější popis poskytuje plně kvantový model z roku 1998 [27]. Ten je založen na popisu interakce fotonů s valenčními elektrony pomocí Volkovových stavů, tj. objektů svazujících elektrony s fotony do jednoho systému splňujícího Schrödingerovu rovnici. Vyzáření vyšších harmonických je pak důsledkem přechodu mezi kvantovými Volkovovými stavy [27]. Pro účely následujícího textu postačí částečně kvantový popis.

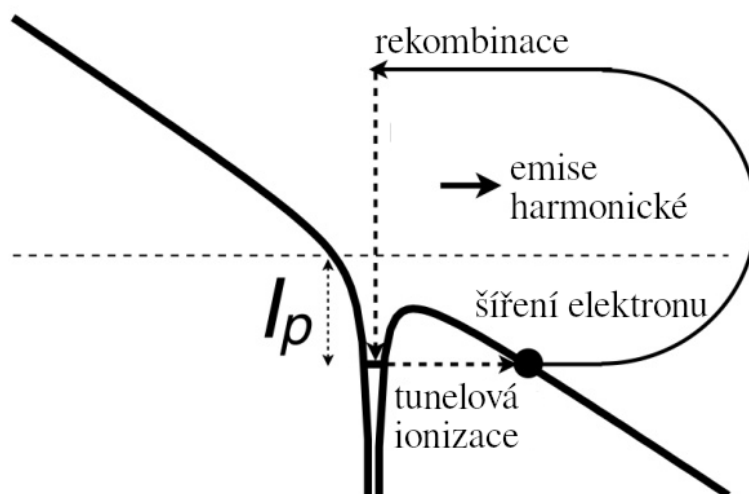


Obrázek 1.20: Vypočítané spektrum harmonických ( $d(\omega)$  značí dipólový moment) [25].



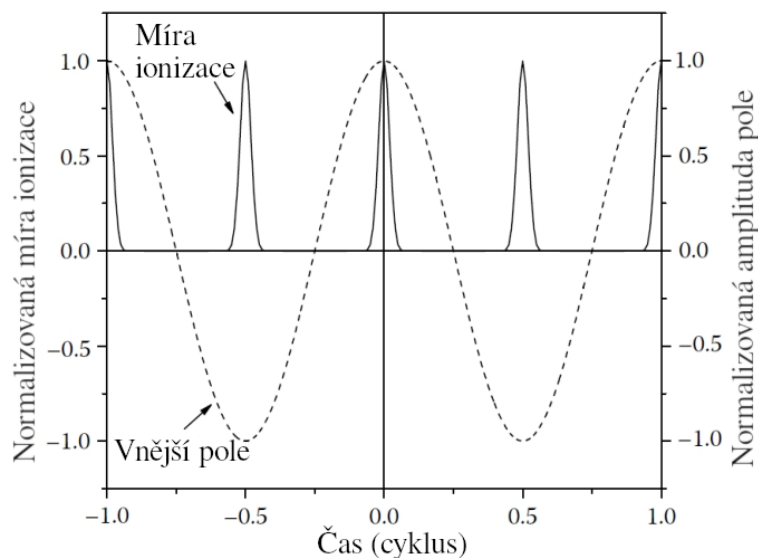
Obrázek 1.21: Naměřená harmonická spektra Xe a Ar [28].

Mikroskopický popis pomocí tříkrokového modelu je znázorněn na Obr. 1.22. Vlivem působení vnějšího pole dochází k tunelové ionizaci valenčního elektronu. Elektron „protuneluje“ vazebným potenciálem atomu sníženým vnějším polem laseru. Následuje jeho urychlení v poli laseru a zpětná rekombinace se vzniklým iontem, za vyzáření fotonů vyšších harmonických frekvencí lichých řádů.

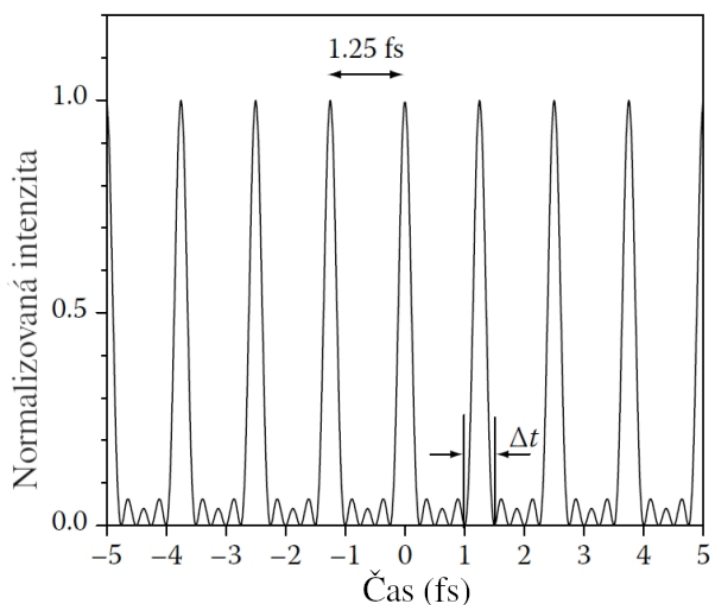


Obrázek 1.22: Schéma tříkrokového modelu popisující průběh HHG v plynu [29].

Opakovanou rekombinací vzniká skupina krátkých (ns – as) impulzů vzdálených půl periody budícího laseru. Vysoké harmonické tedy vznikají dvakrát za periodu vnějšího pole (Obr. 1.23) a to z důvodu, že elektrony jsou urychlovány a rekombinují v kladné i záporné půl periodě vlny. Tímto časově symetrickým procesem jsou tak generovány pouze harmonické lichého řádu. Vzniklé záření je složením harmonických módů budícího pole  $\omega_h = h\omega$  [17]. Řád harmonické je podíl vlnové délky dopadajícího a generovaného záření. Intenzita elektrického pole vytvořená složením pěti harmonických frekvencí 750 nm laseru je v grafu na Obr. 1.24. Podrobněji k jednotlivým částem tříkrokového modelu viz [17, 19, 30].

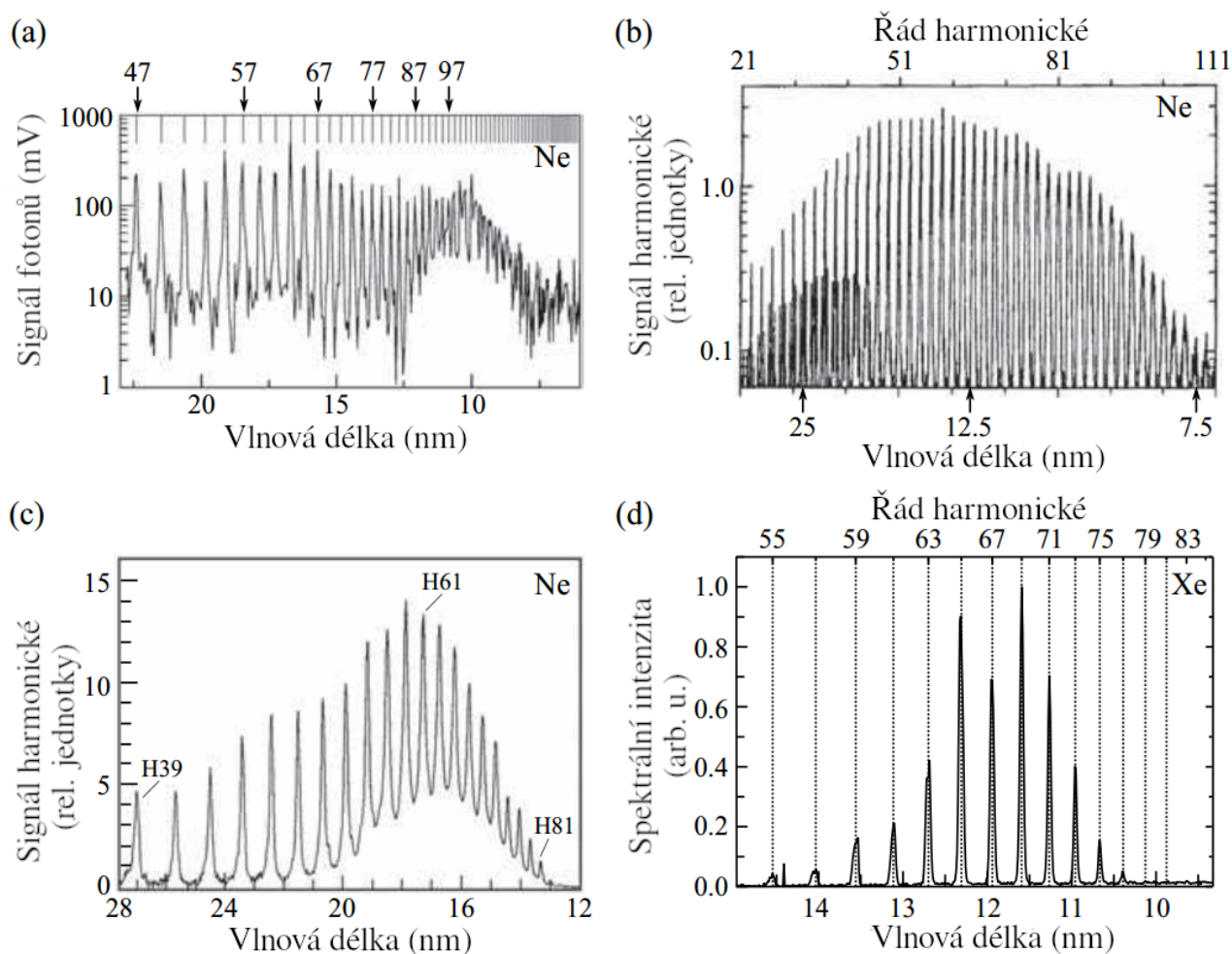


Obrázek 1.23: Rychlost ionizace v závislosti na fázi budícího pole [30].



Obrázek 1.24: Intenzita elektrického pole vytvořená složením pěti harmonických frekvencí 750 nm laseru [30].

Příklady spekter vysokých harmonických generovaných různými systémy ve vzácných plynech jsou na Obr. 1.25.



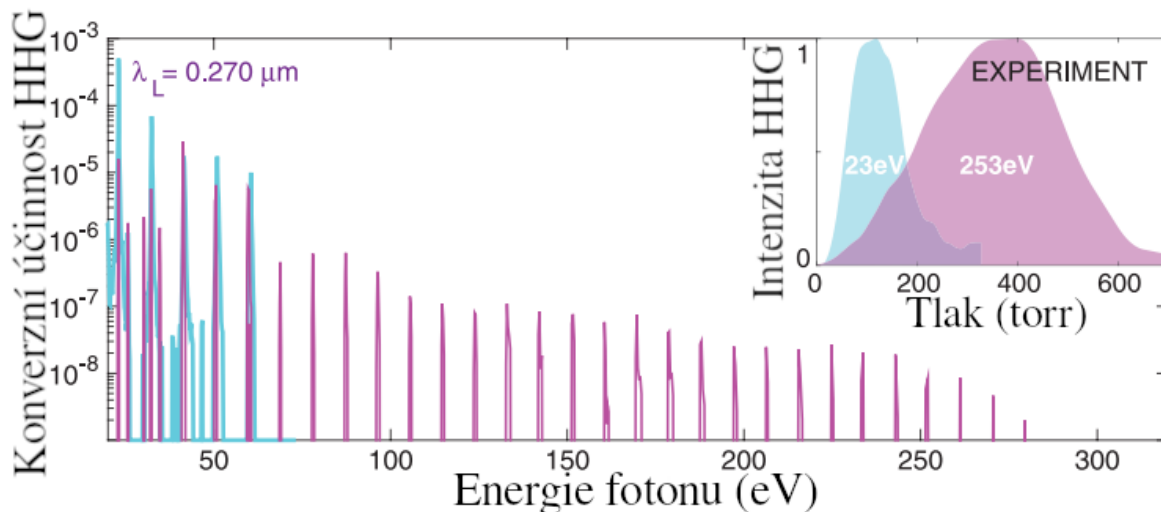
Obrázek 1.25: Příklad pozorovaných spekter vysokých harmonických. (a) Buzených Nd laserem ( $\lambda = 1,053 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 1 \text{ ps}$ ,  $E = 30 \text{ mJ}$ ,  $I = 1,5 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ) v neonu (40 Torr) produkující liché harmonické do 7,8 nm (160 eV,  $h = 135$ ). (b) Ti:Sa laserem ( $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $\tau = 125 \text{ fs}$ ,  $E = 35 \text{ mJ}$ ,  $I = 1,3 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ) v neonu (13 Torr) produkující liché harmonické do 7,3 nm (170 eV,  $h = 109$ ). (c) Buzených Nd laserem ( $\lambda = 1,053 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 700 \text{ fs}$ ,  $E = 30 \text{ mJ}$ ,  $I = 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ) v neonu (60 Torr) produkující liché harmonické do 13 nm (95 eV,  $h = 81$ ). (d) Ti:Sa laserem ( $\lambda = 800 \text{ nm}$ ,  $\tau = 80 \text{ fs}$ ,  $E = 35 \text{ mJ}$ ,  $I = 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ) v xenonu (1520 Torr) produkující liché harmonické do 10,7 nm (116 eV,  $h = 77$ ). Zdroj [17] a odkazy tam uvedené.

Kromě generování vysokých harmonických ve vzácných plynech (pro jejich relativně vysoký ionizační potenciál), se pro tyto účely osvědčili i jiná prostředí. HHG v pevných látkách bylo do jisté míry popsáno v bakalářské práci [12]. Jde o generování vysokých harmonických frekvencí např. v krystalu ZnO [31], kde byla pozorována produkce až do 25. harmonické. Model popisující interakci budícího záření s prostředím vedoucí na vyzáření harmonických frekvencí je obdobný tříkrokovému schématu v atomárních plynech, zde modifikovaný na procesy v pevné látce (Blochovy oscilace) [31].

Další alternativou je HHG v laserem indukovaném plazmatu. Za optimálních podmínek (šikmo dopadající polarizovaná budící vlna) vznikají liché i sudé harmonické frekvence. Prostředí plazmatu navíc vykazuje asi o řád vyšší konverzní účinnost než vzácné plyny [32]. Spektrum vysokých harmonických frekvencí genero-

vaných v pětikrát ionizovaném argonovém plazmatu intenzivním ( $I > 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) UV zářením je vyneseno na Obr. 1.26. Modře jsou vyznačeny harmonické řady VUV buzené méně intenzivním svazkem, fialově pak harmonické řady rtg. buzené intenzivnějším laserovým zářením. Konverzní účinnost zde dosahovala až hodnot  $10^{-3}$  [33]. Optimalizace zisku vysokých harmonických v plazmatu pro generaci VUV bylo dosaženo při tlaku argonu <100 Torr, pro rtg. při tlaku 400 Torr (Obr. 1.26 vpravo nahoře). Navíc na rozdíl od pevných nebo plyných terčů plazma nelimituje intenzitu budícího záření, z čehož plyne potenciálně vyšší intenzita generovaných harmonických frekvencí [33].

Ke generaci záření z nadkritického plazmatu ( $n_e \gg n_c$ ) přispívají dva mechanismy popsané modelem relativistického oscilujícího zrcadla (OMM, *Oscillating Mirror Model*) a koherentní emise plazmatu (CWE, *Coherent Wake Emission*) [34]. Model oscilujícího zrcadla je založen na odrazu záření od kritické elektronové hustoty (viz část 1.1.4), kde navíc zrcadlo (elektronová hustota  $n_e$ ) harmonicky osciluje v poli nehybných iontů. Dochází ke „kompresi“ pulzů dopplerovským jevem a spektrum tak škáluje podle vztahu  $I_\omega \sim \omega^{-8/3}$  s *cut-off* frekvencí danou frekvencí budícího laseru  $\omega_{cut-off} \sim \sqrt{8}\gamma^3\omega$  [33]. Koherentní emise plazmatu je založena na emisi záření nelineárními plazmovými vlnami (Langmuirovými vlnami) buzených elektrony pronikajícími do hustého plazmatu. Fázová synchronizace (*phase matching*) různých frekvencí pak vede na periodické vyzářování s plazmovou frekvencí  $\omega_p$ , tj. maximální frekvence je dána hustotou plazmatu  $\omega_{max} \sim \omega_p$  [33].



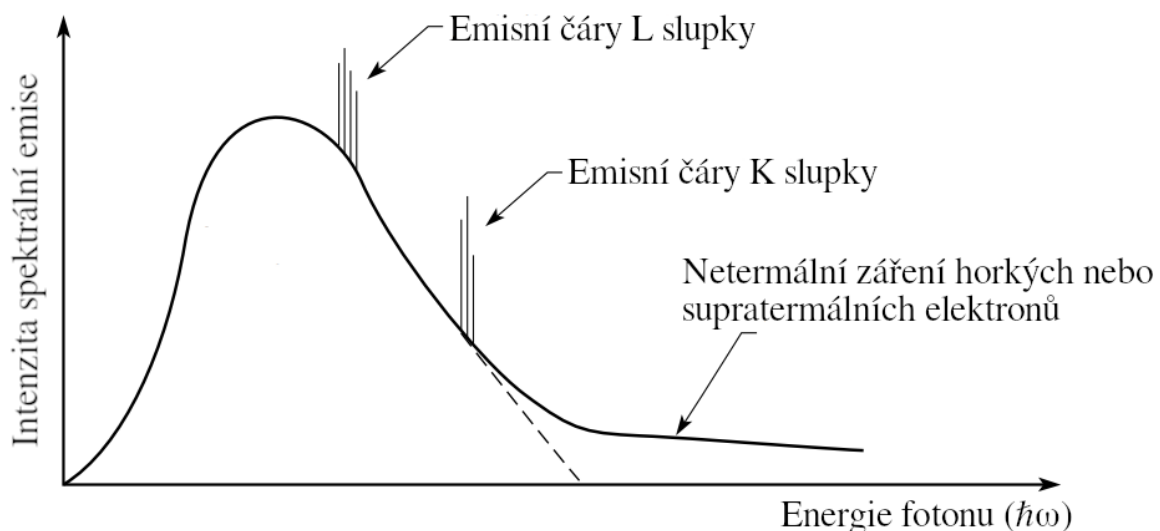
Obrázek 1.26: Spektra HHG z pětikrát ionizovaného argonového plazmatu. Fialově jsou vyznačeny harmonické rtg. záření buzené intenzivním UV zářením ( $I > 6 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>), modře vyznačeny jsou harmonické frekvence VUV buzené méně intenzivním UV zářením ( $I > 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) [32].

Krátkovlnné koherentní impulzy o délce v řádu fs – as nachází stále více uplatnění nejen ve fundamentálním výzkumu. Zmíňme jen některé aplikace, jako litografii s vysokým rozlišením, rezonanční spektroskopii v XUV oblasti, koherentní difrakční zobrazování (ptychografie) s vysokým rozlišením [35], attosekundové „steakování“, tj. záznam průběhu elektrického pole laseru [36], a další [31, 34].

### 1.1.4 Vyzařování z hustého a horkého plazmatu

Plazma je kvazineutrální ionizované prostředí vykazující kolektivní chování složené z neutrálních částic, iontů a dalších volných nosičů elektrického náboje. Je-li dostatečně husté ( $\sim 10^{23}$  elektronů/cm<sup>2</sup>) a horké (v řádu keV) vyzařuje v XUV, měkké rtg., až tvrdé rtg. části elektromagnetického spektra [37]. Vysoké hustoty souvisejí s intenzitou záření (dostatečný počet interagujících částic v malém objemu) a pohybují se poblíž hustot pevných látek. Vysoká teplota zajišťuje vysoké energie emitovaných fotonů [17].

Emisi rtg. záření z horkého a hustého plazmatu způsobují zejména procesy brzdného záření (*bremstrahlung*), zářivé rekombinace a spektrálních přechodů. Typické spektrum je vyobrazeno na Obr. 1.27. Spojitou část tvoří brzdné záření emitované volnými elektrony, které se pohybují se zrychlením v poli iontů (volné-volné přechody). Spojitost spektra brzdného záření přitom plyne ze stochastické povahy interakce. Nalétávající elektrony mají určitý rozsah parametrů popisujících interakci, od kterých se odvíjí energie generovaných fotonů. Energetičtější fotony jsou např. generovány rychlejšími, či bližšími interakcemi. Veliké množství interagujících elektronů s různými energiemi (s Maxwellovým rozdělením daným teplotou plazmatu) a parametry rozptylu (*impact parameter*) tak generují široké energetické spektrum fotonů. Čárové spektrum přísluší kvantovým přechodům elektronů mezi vázanými hladinami v atomech, resp. atomárních iontech. V hustém plazmatu je důležitý také proces zářivé rekombinace, kdy při srážce s iontem ztratí elektron část kinetické energie ve formě fotonu, načež není schopen pole iontu opustit. Chvost brzdného záření vysokoenergetických (*suprathermal*) elektronů (znázorněný na Obr. 1.27) může vznikat v důsledku jejich urychlování nelineárními jevy v plazmatu (parametrickými nestabilitami), na velmi vysoké energie, vedoucí na vznik až tvrdého rtg. záření [17, 37].



Obrázek 1.27: Příklad spektra záření horkého a hustého plazmatu obsahující kontinuální část brzdného záření a spektrální čáry [17].

Vysoká teplota plazmatu a tedy vysoké rychlosti volných nosičů náboje způsobují jeho relativně rychlou expanzi. Bez působení vnějších polí tak typické laboratorní plazma  $\mu\text{m}$  rozměrů zaniká v řádu ps [17]. Pro praktické využití těchto jevů ke generaci krátkovlnného záření je tedy zapotřebí technologie schopné dodat GW – TW výkony do  $\mu\text{m}$  objemů v ns – ps pulzech. Pro buzení plazmatu velmi vysokých teplot a malých objemů, generující keV fotony, se osvědčili intenzivní infračervené pulzní lasery. U plazmových zdrojů méně energetického XUV dostačují nižší hustoty a teploty plazmatu větších objemů, buzené na delších časových škálách (v řádu ns) silnoproudým výbojem v různých prostředích [17].

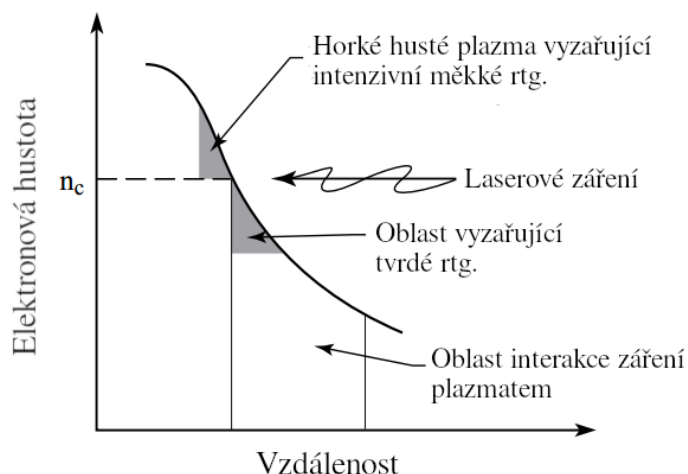
Výkonný laser fokusovaný na povrch pevného terče ionizuje látku a vytváří plazmový výtrysk. Záření pak interaguje s korunou (oblast plazmatu nízkých hustot a vysokých teplot) zejména procesem inverzního brzděného záření (*inverse bremsstrahlung*). Výstižně nazývaného také kolizním čerpáním, při kterém elektromagnetické vlnění předává energii volným nosičům náboje, jež následně srážkami termalizují a lokálně ohřívají plazma. Efektivita absorpce záření v plazmatu závisí především na intenzitě záření a kolizní frekvenci elektronů a iontů plazmatu, které jsou dány teplotou a koncentrací [17]. Z disperzní relace pro záření v plazmatu (1.10) nicméně plyne existence kritické elektronové hustoty, za kterou se vlna určité frekvence ( $\omega$ ) nemůže šířit.

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2. \quad (1.10)$$

Plazmová frekvence je  $\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}}$ . Pro  $\omega > \omega_p$  je pak řešení rovnice (1.10) pro vlnové číslo  $k$  imaginární, tj. vlna se dále nešíří. Dochází k jejímu totálnímu odrazu na tzv. kritické elektronové hustotě definované ze vztahu pro  $\omega_p$  výrazem ( $\omega = \omega_p$ ) [17]:

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} = \frac{1,11 \times 10^{21} \text{ elektronů/cm}^3}{\lambda^2 [\mu\text{m}]}. \quad (1.11)$$

V oblasti, kde je hustota plazmatu menší než  $n_c$  se záření šíří a absorbuje zmíněným procesem kolizního čerpání. Do hustších částí plazmatu se šíří vedením tepla od kritické plochy. Ke generaci měkkého rtg. dochází v oblasti za  $n_c$ , zatímco tvrdší rtg. vznikají v oblasti vyšších teplot, tedy před  $n_c$  (Obr. 1.28). Dalšími absorpčními mechanismy záření v plazmatu jsou rezonanční absorpce a již zmíněné parametrické nestability (stimulovaný Ramanův nebo Brillouinův rozptyl nebo dvouplazmonový rozpad). Ty mohou hrát důležitou roli při absorpci velmi intenzivního záření [12, 17].

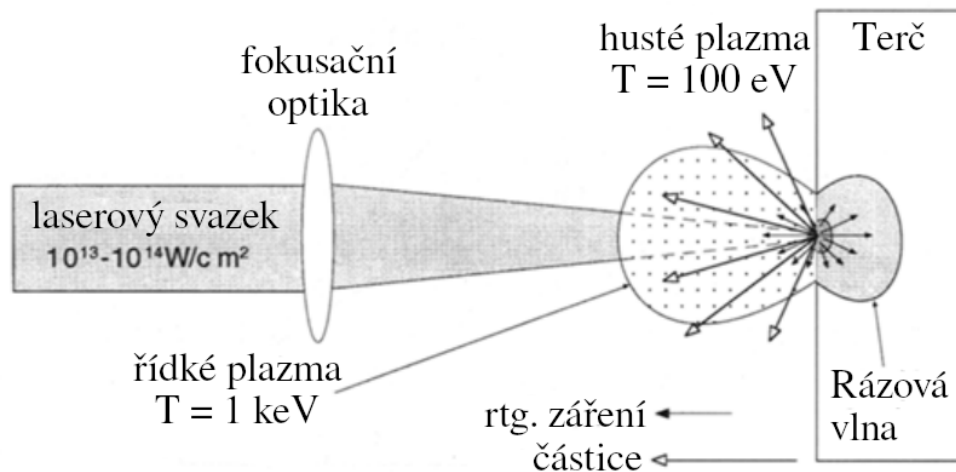


Obrázek 1.28: Vývoj elektronové hustoty plazmatu se vzdáleností s vyznačenou kritickou elektronovou hustotou a oblastmi vzniku rtg. záření. [17].

Princip plazmového zdroje rtg. záření (Obr. 1.29) spočívá ve fokusaci intenzivního laserového svazku ( $I < 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 10 \text{ fs} - 1 \text{ ps}$ ,  $E = 1 \text{ mJ} - 100 \text{ kJ}$ ) na povrch terče z pevné látky (případně kapalin, klastřů, nebo jiných struktur) umístěného ve vakuu [17, 37]. Každý laserový pulz dá vzniknout výtrysku plazmatu na povrchu terče. Zmíněnými procesy jsou generovány až keV fotony. Volné elektrony z plazmatu navíc pronikají do materiálu terče, srážkami se zpomalují a vyzařují. Spektrum záření je tak podobné spektru rentgenové trubice (rentgenky). Jde tedy o pulzní zdroj jasného polychromatického, nekoherentního rtg. vyzařující s vysokou opakovací frekvencí prakticky izotropně do  $4\pi$  z oblasti dané velikosti ohniska budícího laseru.

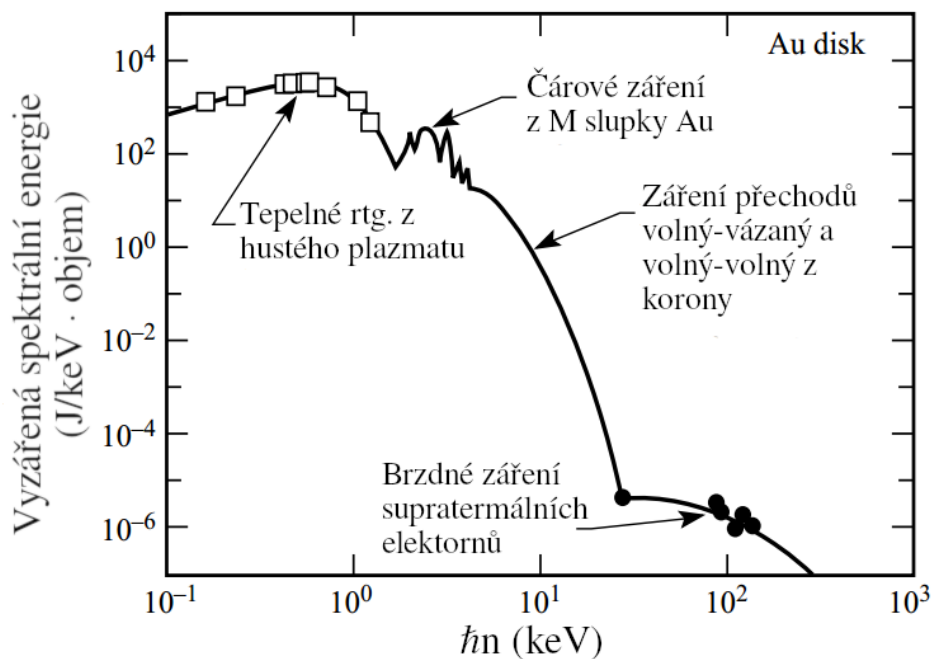


Pro maximalizaci energie zářeni je vhodné za materiál pevnolátkového terče volit těžké prvky, protože hustota spektrální zářivosti brzdného zářeni je přímo úměrná koncentraci elektronŮ a iontŮ a hlavně kvadrátu protonového čísla  $Z$ . Prvky s vysokým  $Z$  si navíc v plazmatu zachovají větší počet vázaných elektronŮ a spektrum pak obsahuje větší zastoupení zářivých přechodŮ. Více viz [37]



Obrázek 1.29: Schéma plazmového zdroje rtg. [37].

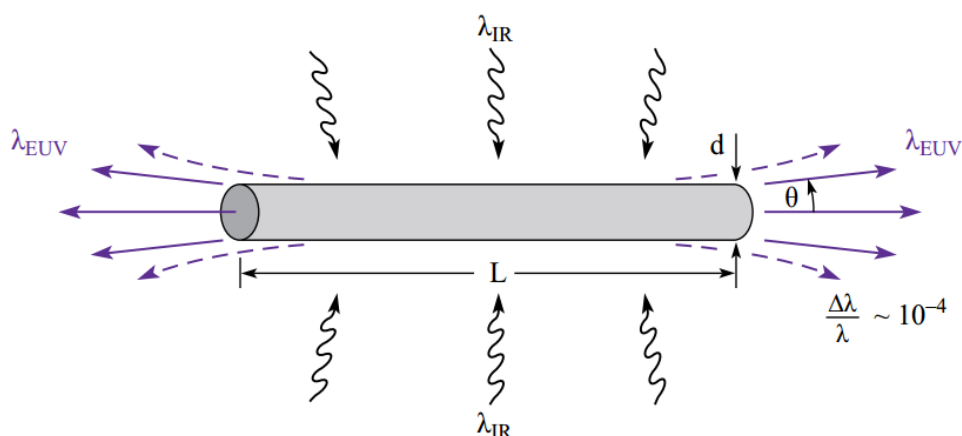
Na Obr. 1.30 je příklad vyzářené spektrální energie z Au terčičku ozářeného 1 ns dlouhými pulzy třetí harmonické Nd laseru ( $\lambda = 0,35 \mu\text{m}$ ) o intenzitě  $5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  [17]. Lze vidět spojitě brzdné zářeni, čárové přechody v M slupce zlata, rekombinační zářeni a brzdné zářeni supratermálních elektronŮ.



Obrázek 1.30: Rentgenové zářeni z plazmatu vzniklého na povrchu Au terčičku ozářeného intenzivním infračerveným laserovým svazkem [17].



Prostředí plazmatu lze nicméně optimalizovat pro generaci i koherentního laserového XUV až rtg. svazku. Pak mluvíme o tzv. plazmovém XUV nebo rtg. laseru. Stejně jako klasický optický laser je složen z aktivního prostředí, ve kterém je vybuzena inverze populace následovaná stimulovanou emisí a zesílením svazku průchodem aktivním prostředím (Obr. 1.31). Aktivním prostředím je zde sloupec vysoce ionizovaného plazmatu vytvářený intenzivním laserem nebo výbojem v nějakém prostředí. Na místo zesílení pole mnoha průchody aktivním prostředím zprostředkované odrazy od zrcadel rezonátoru dostačuje (díky vysokému zisku vysoce ionizovaného plazmatu) jeden průchod svazku v ose plazmového sloupce (délek řádu desítek cm). Mluvíme o tzv. procesu zesílení spontánní emise (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*) [19]. Agresivní prostředí plazmatu, jeho krátké doby života a velmi malá odrazivost zrcadel v XUV/rtg. oblasti vylučují možnost využít k zesílení laserového svazku rezonátor. Vznik plazmatu zajišťují buď výkonné lasery nebo rychlé silnoproudé elektrické výboje v plynech. Inverze populace pak probíhá buď excitací optickým polem, kolizní excitací při náhlém poklesu objemu plazmatu (stlačení Lorentzovou silou při pinčujícím jevu) nebo rekombinací do vyšších excitovaných stavů [17, 37].



Obrázek 1.31: Schéma plazmového XUV laseru buzeného infračerveným laserem [17].

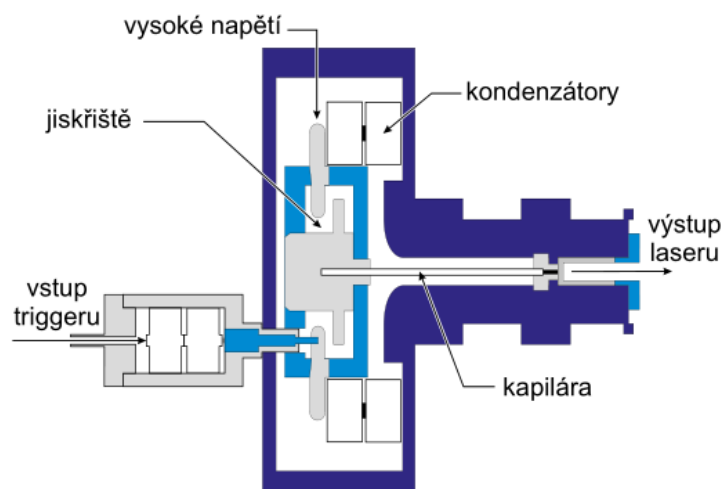
Zástupcem kolizně čerpaných plazmových laserů s ustáleným ziskem je např. neonu-podobný zinkový laser na PALS (*Prague Asterix Laser System*). Ten je buzený fokusovaným svazem jodového laseru ( $\lambda = 1,315 \mu\text{m}$ ,  $\tau = 300 \text{ ps}$ ) a produkuje 150 ps pulzy o energii 4 – 10 mJ na vlnové délce 21,2 nm, s divergencí svazku  $3,5 \times 5,5 \text{ mrad}$  [38]. Do kategorie kolizně čerpaných plazmových laserů s ustáleným ziskem patří i neonu-podobný argonový XUV laser, kterému je věnována celá následující sekce (1.1.5). Další skupinou jsou kolizně čerpané plazmové lasery s přechodovým ziskem. Ty se většinou vyznačují menšími rozměry, jde o tzv. stolní (*table-top*) zdroje záření. Mezi ně patří např. neonu-podobný titanový laser [19]. Inverzi populace lze také budít zmíněnou rekombinací do vyšších excitovaných stavů, pak mluvíme o tzv. rekombinačním plazmovém laseru, např. ve vodíku podobném uhlíkovém plazmatu [17]. V neposlední řadě zmíníme kolizně čerpané plazmové lasery řízené optickým polem, kde je plazma buzeno ultrakrátkými (fs) pulzy optického pole (OFI, *optical field ionization*) [19]. Více k plazmovému laseru viz [17, 19, 37].

Pro účely experimentální části diplomové práce je nejrelevantnější kompaktní kapilární výbojový neonu-podobný argonový XUV laser, který bude podrobněji přiblížen v následující části textu.

### 1.1.5 Kompaktní kapilární výbojový neonu-podobný argonový XUV laser

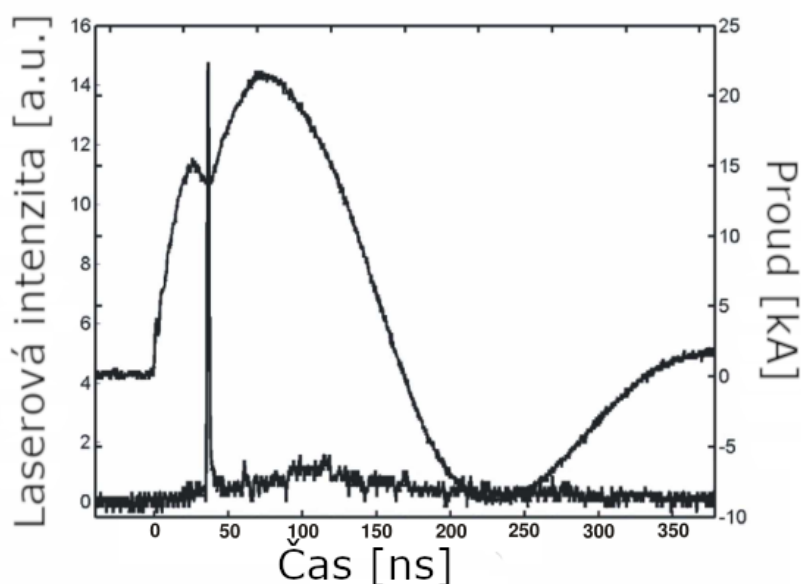
Současná podoba konstrukce kompaktního neonu-podobného argonového kapilárního výbojového XUV laseru (CDL, *Capillary Discharge Laser*) pochází z roku 2005 [39]. Tehdy byla v plazmatu vzniklém stlačením iontů argonu pinčujícím jevem v korundové kapiláře demonstrována generace koherentních  $\sim 1,5$  ns dlouhých XUV laserových pulzů o vlnové délce  $\lambda = 46,9$  nm a energii  $\sim 10$   $\mu$ J [40]. Původní návrh pochází z 80. let minulého století od skupiny profesora J. J. Roccy [41]. Relevantní informace lze nalézt v jeho souhrnném článku z roku 1999 [42]. Laserový systém původně zkonstruovaný na Colorádské státní univerzitě ve Fort Collins byl v roce 2005 instalován i v laboratoři FZÚ AV ČR v.v.i. [40, 43], kde je provozován dodnes. Kompaktní XUV CDL nachází široké uplatnění ve studiu fyziky plazmatu [44], charakterizaci rtg. optiky [45], materiálovém výzkumu [46], v radiační biofyzice [47] a mnoha dalších odvětvích výzkumu. Spolu se systémem řádkovacího hmotově spektroskopického mikroskopu byl svazek kompaktního XUV CDL využit ke studiu materiálového poškození komponent vnitřní stěny inerciálního fúzního reaktoru v rámci experimentální části výzkumného úkolu [14] a této diplomové práce (Kapitola 3). Kompaktní XUV CDL byl popsán již v bakalářské práci [12], dále následuje pouze shrnutí nejpodstatnějších informací ke konstrukci, principu funkce a parametrům svazku laseru.

Schéma laserové hlavy CDL s jiskřištěm a kapilárou je na Obr. 1.32. Laserový svazek vzniká a je zesílen v horkém a hustém argonovém plazmatu buzeném povrchovým bariérovým výbojem v 21 cm dlouhé korundové kapiláře o vnitřním průměru 3,2 mm. Parametry plazmového sloupce musí být optimalizovány pro maximalizaci zastoupení iontů  $\text{Ar}^{8+}$  [43]. Argon v kapiláře (o tlaku  $\sim 50$  Pa) je nejdříve ionizován napětíovým předimpulzem ( $I \sim 10$  A,  $\tau = 1$   $\mu$ m). Katoda kapiláry je sériově spojena s jiskřištěm, anoda je uzemněna. Vybitím keramických kondenzátorů umístěných v prstenci za jiskřištěm vzniká hlavní napětíový impulz ( $U_{\text{max}} = 80$  kV,  $\tau = 33$  ms), který v kapiláře vybudí povrchový bariérový výboj a v ionizovaném plynu špičkový proud  $I \approx 22$  kA. Spínání obou napětíových impulzů probíhá v jiskřišti naplněném syntetickým vzduchem o tlaku  $\sim 500$  kPa. Sčasování a požadované tvary proudových impulzů zajišťují další jiskřiště, vysokonapětíové zdroje (formující linka) a rezonanční obvod umístěné mimo laserovou hlavu [19]. Hlavní impulz je pro účely synchronizace spínán  $\sim 60$  kV impulzem opačné polaroty oproti napětí na kondenzátorech [40]. Průchodem proudu v ose kapiláry vzniká v důsledku Ampérova zákona azimutální magnetické pole. Vlivem magnetického pole (Lorentzovy síly) a velkých teplotních gradientů u stěny kapiláry dochází ke stlačení plazmatu k ose kapiláry. Při maximálním stlačení je poměr délky ku průměru plazmového sloupce  $\sim 1000 : 1$  [12, 39].



Obrázek 1.32: Schéma laserové hlavy kompaktního repetičního kapilárního výbojového XUV laseru [39].

Stlačením argonového plazmatu dojde ke zvýšení jeho teploty a hustoty a vzniká neonu-podobné argonové plazma (tvořené osmkrát ionizovanými ionty argonu). Srážkovou excitací v hustém plazmatu vzniká inverze populace mezi hladinami  $^1S_0(2p_{1/2}3p_{1/2})_{J=0} \rightarrow ^1P_1(2p_{1/2}3s_{1/2})_{J=1}$  [19]. Rychlou zářivou relaxací excitovaných iontů argonu následně vznikají energetické fotony, jež procesem zesílení spontánní emise vytvoří v ose kapiláry koherentní laserový pulz délky 1,5 ns (FWHM) na vlnové délce 46,9 nm. Spodní kvantová hladina má krátkou dobu života a elektrony z ní rychle, nezářivě deexcitují zpět na základní hladinu [40]. Průběh proudu v kapiláře superimponovaný na intenzitu laserového svazku je vyneseno v grafu na Obr. 1.33. Je vidět nárůst proudu od sepnutí v čase 0 ns a lokální maximum v ~40 ns, kdy došlo k maximálnímu stlačení plazmového sloupce vedoucího na snížení indukčnosti plazmatu a vzniku laserového impulzu. Zařizování je schopno pracovat s maximální opakovací frekvencí 12 Hz, typicky používaná provozní frekvence je 1 Hz [40].



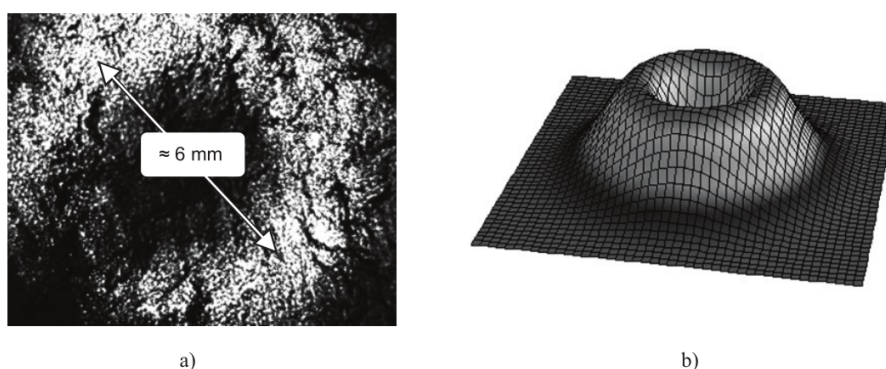
Obrázek 1.33: Průběh hlavního proudového impulsu s časem (horní křivka) a průběh intenzity laserového pulzu generovaného horkým a hustým plazmatem (spodní křivka s úzkou čarou) [39].

Tab. 1.1 obsahuje souhrn základních parametrů XUV CDL.

Parametr	Hodnota
Rozměry	$0,4 \times 0,4 \text{ m}^2$
Vlnová délka (energie fotonů)	46,9 nm (26,4 eV)
Energie pulzu	$<10 \mu\text{J}$
Délka pulzu	1,5 ns (FWHM)
Provozní opakovací frekvence	1 Hz
Divergence svazku	5 mrad
Provozní napětí, proud	$\leq 90 \text{ kV}$ , $>20 \text{ kA}$
Rozměry $\text{Al}_2\text{O}_3$ kapiláry	délka 21 cm, vnitřní a vnější průměr 3,2 mm a 6,4 mm
Tlak Ar v kapiláře	$\sim 50 \text{ Pa}$
Životnost kapiláry	$\sim 20\,000$ výstřelů

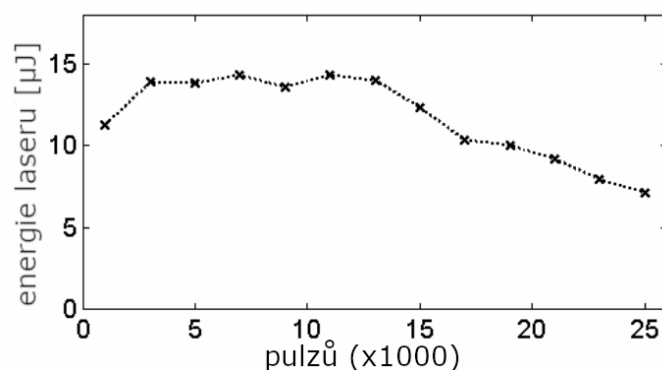
Tabulka 1.1: Základní parametry XUV CDL [40].

Plazmový XUV CDL tedy generuje s opakovací frekvencí 1 Hz jednotlivé 1,5 ns (FWHM) dlouhé pulzy o energii  $E = (13 \pm 1,3) \mu\text{J}$  [39] na vlnové délce  $\lambda = 46,9 \text{ nm}$  (energii fotonu  $E = 26,4 \text{ eV}$ ). Při maximální opakovací frekvenci 12 Hz je tedy průměrný výkon  $P = 0,15 \text{ mW}$ . Prostorové rozložení intenzity je charakterizováno anulárním profilem (*donut shape*) o průměru  $\sim 6 \text{ mm}$  (Obr. 1.34) [40, 43]. Jeho divergence byla stanovena na 4,5 mrad v práci [40] a 5,2 mrad v [39]. V publikacích [40, 43] byly charakterizované parametry svazku fokusovaného mnohovrstvým Sc/Si sférickým zrcadlem. Za předpokladu že se anulární svazek CDL chová stejně jako gaussovský byla stanovena jeho poloha pásu (vzdálenost pošlého pásu od ohniska čočky) na  $(-2,13 \pm 0,04) \text{ mm}$  a Rayleighův parametr 1,8 mm. Plocha a poloměr ohniska byly odhadnuty na  $(710 \pm 60) \mu\text{m}^2$  a  $(15,0 \pm 0,6) \mu\text{m}$ . Kromě úzké laserové čáry je plazmatem generována také nekoherentní dlouhovlnná viditelná emise, o které bylo více pojednáno v bakalářské práci [12], a kde byla také charakterizována.



Obrázek 1.34: (a) Prostorové rozložení intenzity laserového svazku CDL zviditelněné CCD kamerou. (b) 3D vizualizace modelu anulárního rozložení intenzity [40].

Na závěr zmiňme důležitý aspekt korundové kapiláry a to její opotřebení vedoucí na rychlý pokles energie generovaných laserových pulzů. Pokles energie je nejspíš způsoben nižší jednotvárností plazmového sloupce způsobené nehomogenním povrchem vnitřní stěny kapiláry odablované mnoha elektrickými výboji. Pokles energie v laserovém pulzu XUV CDL s počtem výstřelů při 12 Hz opakovací frekvenci je vyneseno v grafu na Obr. 1.35. Pokles na poloviční energii byl pozorován po 20 000 - 30 000 výstřelech [39]. Prakticky stejná závislost byla pozorována i při provozní opakovací frekvenci 1 Hz. Pravidelná výměna kapiláry je tak nezbytnou součástí provozu laseru.



Obrázek 1.35: Pokles energie laserových pulzů s celkovým počtem výstřelů pro jednu konkrétní kapiláru, při opakovací frekvenci 12 Hz [39].

## 1.2 Prvky XUV/rtg. optiky

Vysoké energie fotonů XUV/rtg. záření, vysoká míra absorpce a malá odrazivost vylučují možnost použití prvků a principů klasické optiky konstruované pro delší vlnové délky. Pro účely směřování, kolimace, zobrazování, energetické (nebo vlnové) disperze, změny polarizace, prostorové nebo spektrální filtrace a fokusace XUV/rtg. je proto využito odrazu pod velmi malým úhlem nebo odrazu od vícevrstvých zrcadel, difrakce na speciálních strukturách či lomu na složených čočkách. Zde bude věnována pozornost zejména optice na úplný vnější odraz, multivrstevným zrcadlům a Fresnelově zónové destičce pro účely kolimace a fokusace. Kompletnější výklad viz [17, 19, 48]. Relevantní teorie k fokusaci a charakterizaci XUV/rtg. laserových svazků byla již snad dostatečně popsána v teoretické části výzkumného úkolu [14]. Zde se tedy omezíme pouze na principiální přiblížení problematiky.

Vztahy popisující chování krátkovlnného záření na rozhraní (odrazivost) a v prostředí (absorpce) lze odvodit z indexu lomu  $n$ . V obecném případě je  $n$  komplexní číslo popisující jak fázový posun, tak útlum vlnění v prostředí. V oblasti XUV/rtg. vlnových délek je navíc úhlová frekvence záření větší než rezonanční, tj.  $n$  je menší než 1. Z vlnové rovnice ve vodivém prostředí dostaneme výraz pro  $n$  jako funkci úhlové frekvence  $\omega$ . Ten lze následně zjednodušit použitím Taylorova rozvoje pro odmocninu (jelikož pro malé vlnové délky  $\lambda$  platí  $\frac{e^2 n_a}{\epsilon_0 m_e} \frac{1}{\omega^2} \ll 1$ ) a výrazu pro komplexní atomární rozptylový faktor  $f^0(\omega) = f_1^0(\omega) - i f_2^0(\omega)$  do tvaru [17]:

$$n(\omega) = \sqrt{1 - \frac{e^2 n_a}{\epsilon_0 m_e} \sum_s \frac{g_s}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \gamma \omega}}. \quad (1.12)$$

$$n(\omega) \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{e^2 n_a}{\epsilon_0 m_e} \sum_s \frac{g_s}{(\omega^2 - \omega_s^2) + i \gamma \omega}. \quad (1.13)$$

$$n(\omega) = 1 - \frac{n_a r_e \lambda^2}{2\pi} [f_1^0(\omega) - i f_2^0(\omega)]. \quad (1.14)$$

Zavedením koeficientů  $\delta$  a  $\beta$ , vyjadřujících reálnou a imaginární část  $n(\omega)$ , tedy fázový posun a pokles amplitudy vlnění při jeho šíření prostředím, dostaneme známý tvar indexu lomu [17]:

$$n(\omega) = 1 - \delta + i\beta. \quad (1.15)$$

Z Poyntingova teoremu a Snellova zákona lze dále odvodit absorpční délku  $l_{\text{abs}}$  (tj. vzdálenost na které dojde k poklesu intenzity na  $1/e$ ) v závislosti na úhlu dopadu  $\phi$  (měřeného od normály) [17, 19]:

$$l_{\text{abs}}(\phi) = \frac{\lambda}{4\pi \text{Im} \left( \sqrt{n^2 - \sin^2(\phi_i)} \right)}. \quad (1.16)$$

S rostoucím  $\phi$  klesá atenuační délka a tedy roste hustota deponované energie [19].

Koeficienty reflexe pro s a p polarizované složky záření v závislosti na úhlu dopadu jsou [17]:

$$R_s(\phi) = \frac{\left| \cos \phi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \phi} \right|^2}{\left| \cos \phi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \phi} \right|^2}, \quad R_p(\phi) = \frac{\left| n^2 \cos \phi - \sqrt{n^2 - \sin^2 \phi} \right|^2}{\left| n^2 \cos \phi + \sqrt{n^2 - \sin^2 \phi} \right|^2}. \quad (1.17)$$

Pro kolmo dopadající svazek ( $\phi = 0$ ) přejde výraz pro odrazivost s i p (1.17) složky do stejného tvaru, který lze aproximovat součtem druhých mocnin koeficientů  $\delta$  a  $\beta$  [17]:

$$R_{\perp} = \frac{|1 - n|^2}{|1 + n|^2} \approx \frac{\delta^2 + \beta^2}{4}. \quad (1.18)$$

Hodnoty koeficientů závisí na volbě materiálu optiky a leží v rozmezí  $\delta, \beta \approx 10^{-7} \div 10^{-2}$ ; pro odrazivost při kolmém dopadu tedy platí  $R_{\perp} \ll 1$  [17]. Jednou z možností zvýšení odrazivosti je dopad svazku pod velkým úhlem  $\phi$ , tj. malým úhlem  $\theta = 90^\circ - \phi$  (měřeným od povrchu). Výraz pro odrazivost v závislosti na  $\theta$  pro  $\theta \ll 90^\circ$  se poté rovná [17]:

$$R(\theta) = \frac{1 - \frac{\sqrt{2\delta\beta}}{\delta+\beta}}{1 + \frac{\sqrt{2\delta\beta}}{\delta+\beta}}. \quad (1.19)$$

Pro krátké vlnové délky XUV/rtg. je velmi důležitá také kvalita povrchu optických prvků. Tvarové vady (*figure error*) a mikrodrsnost (*microroughness*) s rozměry srovnatelnými s vlnovou délkou způsobují rozptyl záření vedoucí na narušení propagačních vlastností a zhoršení účinnosti fokusace [17, 19]. Mírou kvality odrazných ploch krátkovlnné optiky je tzv. Strehlův poměr, vyjadřující poměr reálné špičkové fluence  $F_0^{\text{real}}$  v ohnisku ku ideální špičkové fluenci  $F_0^{\text{ideal}}$  v ohnisku neporušeného (ideálního) svazku nebo poměr ideální efektivní plochy  $A_{\text{eff}}^{\text{ideal}}$  svazku ku reálné efektivní ploše  $A_{\text{eff}}^{\text{real}}$ . Pro Strehlův poměr v ohnisku platí [19]:

$$S = \frac{F_0^{\text{real}}}{F_0^{\text{ideal}}} = \frac{A_{\text{eff}}^{\text{ideal}}}{A_{\text{eff}}^{\text{real}}} = \exp\left(-\left(2\pi\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2\right). \quad (1.20)$$

Klíčová je zde exponenciální závislost na kvadrátu střední kvadratické odchylky  $\sigma$  reálné vlnoplochy po odrazu od ideální. Fluence v ohnisku vlivem poruch na povrchu optického prvku klesá, v reálném případě leží  $S$  mezi 0 a 1. Podle tzv. Maréchalova kritéria je systém opticky kvalitní pro  $S > 0,8$  (což odpovídá realaci  $\sigma < \lambda/14$ ) [19].

### 1.2.1 Prvky využívající tečně dopadající laserový svazek

Ze vztahu pro velmi malé úhly dopadu (1.19) plyne zvýšená odrazivost povrchu zrcadla v XUV/rtg. oblasti, oproti kolmo dopadajícímu svazku (1.18). Této skutečnosti s výhodou využívají prvky konstruované pro dopad svazku pod velmi malým ( $\theta = 0,1 - 1^\circ$ ), tzv. klouzavým či tečným (*grazing/glancing incidence*) úhlem měřeným od povrchu optického prvku. Pro  $\theta < \theta_c$  na rozhraní vakuum, materiál zrcadla, kde  $\theta_c$  je kritický úhel dopadu, dochází k úplnému vnějšímu odrazu. Jde o analogii úplného vnitřního odrazu známého z dlouhovlnné optiky, kdy při odrazu záření z prostředí s větším  $n$  do prostředí s menším  $n$  (např. rozhraní voda, vzduch) dochází k bezztrátovému odrazu, zatímco do řidšího prostředí se šíří exponenciálně tlumená evanescentní vlna. V XUV/rtg. oblasti jde o opačný chod svazku z vakua do hustšího prostředí. Teoreticky je existence úplného vnějšího odrazu umožněna skutečností, že reálná část  $n$  je menší než 1, tj. dochází k lomu od kolmice. V ideálním případě ( $\beta = 0$ ) pak tečně dopadající svazek neproniká do materiálu a je bezzbytku odražen [14, 17].

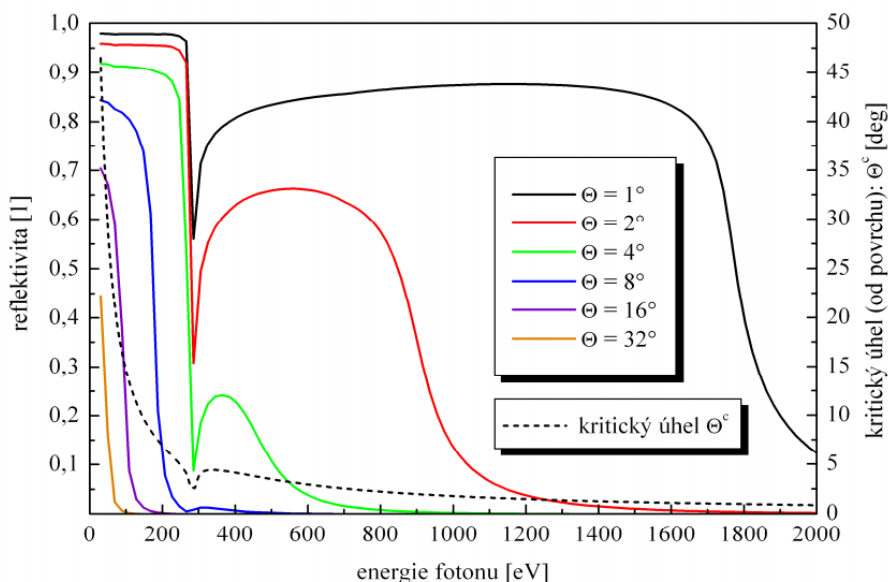
Kritický úhel lze odvodit ze Snellova zákona lomu na rozhraní a je úměrný koeficientu  $\delta$ , který závisí na  $\lambda$  a  $Z$ . Pro  $\theta_c$  máme tedy výraz [17, 48]:

$$\theta_c = \sqrt{2\delta} \propto \lambda \sqrt{Z}. \quad (1.21)$$

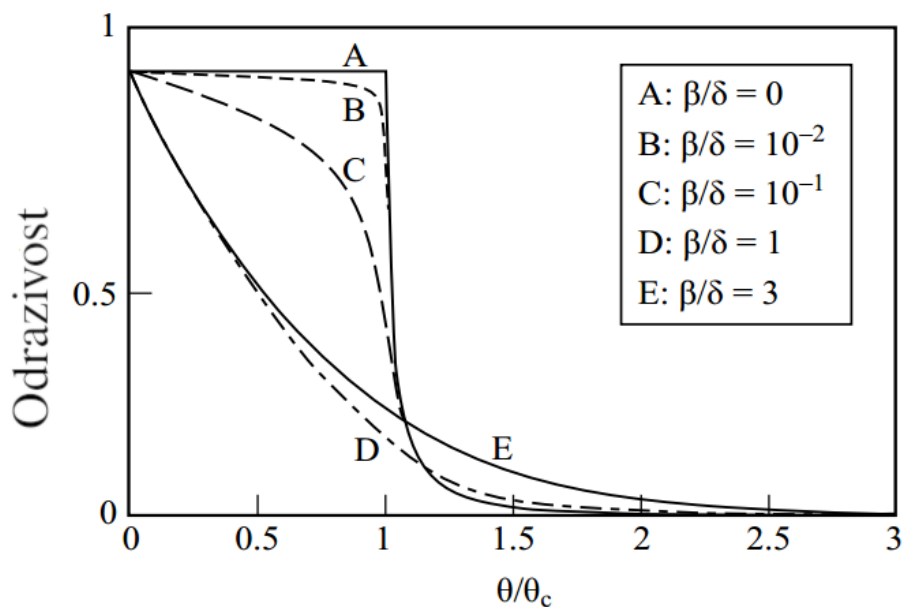
Z uvedeného vztahu plyne, že kritický úhel klesá s klesající vlnovou délkou a klesajícím  $Z$  materiálu odrazivé vrstvy. Velikou nevýhodou prvků konstruovaných na tečný dopad svazku je prodlužující se stopa. Délka stopy škáluje jako  $\sim 1/\sin(\theta)$  a může se tak pohybovat až v řádu desítek cm i více. Vhodná volba materiálu povrchové vrstvy (např. Au) může zvětšit kritický úhel a tedy zkrátit délku stopy svazku a potřebnou délku zrcadla [17, 19].



V grafech na Obr. 1.36 a Obr. 1.37 jsou vyneseny závislosti odrazivosti na energii fotonu záření a úhlu dopadu  $\theta$ . Je vidět rychlý pokles odrazivosti s rostoucím úhlem dopadu a závislost odrazivosti na parametrech  $\delta$  a  $\beta$  popisující vliv volby materiálů odrazivé vrstvy.



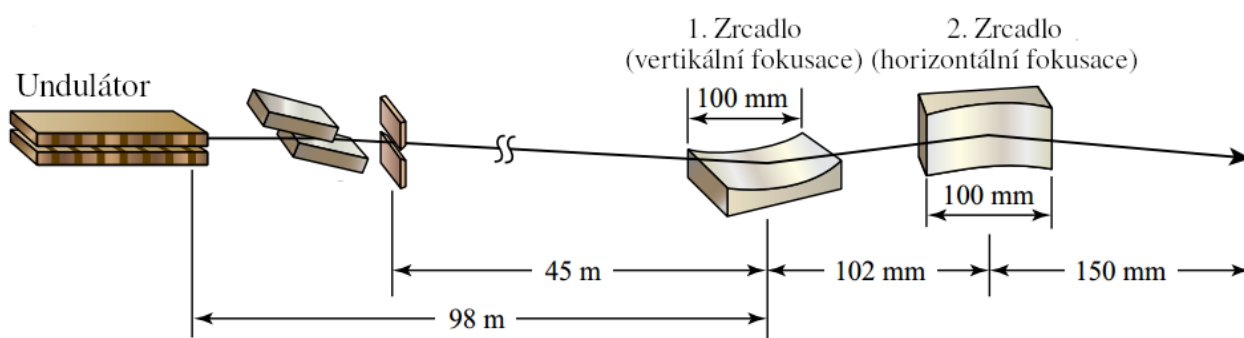
Obrázek 1.36: Závislost odrazivosti (reflektivity) na energii fotonů svazku dopadajícího na rozhraní vakuum-uhlík pro různé úhly dopadu  $\theta$ . Přerušovaná křivka značí kritický úhel pro různé energie [19].



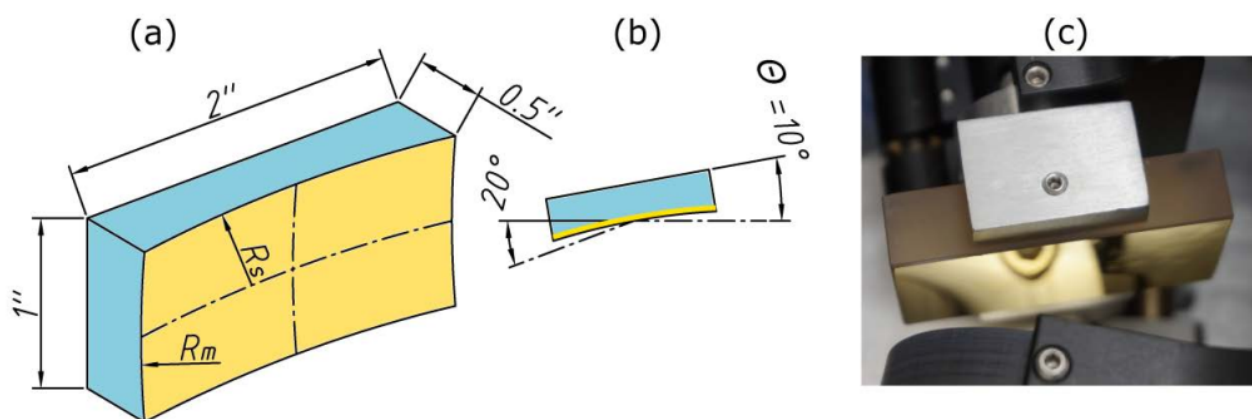
Obrázek 1.37: Závislost odrazivosti na úhlu dopadu  $\theta$  (normovaného na kritický úhel  $\theta_c$ ), pro různé hodnoty koeficientů  $\beta$ ,  $\delta$ . Jde o idealizovaný případ dopadu svazku z vakua na materiál zrcadla [17].

Mezi často používané materiály pro povrstvení optických prvků patří uhlík, hliník, oxid hlinitý, nikl, iridium, zlato a další [17]. Zrcadla na tečný dopad svazku lze také použít jako spektrální filtry v režimu tzv. dolní propusti (*low-pass filter*), tj. vhodnou volbou materiálu povlakové vrstvy odfiltrujeme určitou část spektra vlnových délek. Další možností je místo jedné povlakové vrstvy využít tenké multivrstvy pro tečný dopad, ty pak slouží jako pásmová propust (*band-pass filter*), tj. propouští pouze úzkou část spektra (viz následující sekce 1.2.2) [17].

Volbou geometrie odrazné vrstvy lze prvky XUV/rtg. optiky využít např. k fokusaci nebo směřování a kolimaci. Na Obr. 1.38 je příklad fokusace sadou dvou navzájem kolmých eliptických zrcadel v konfiguraci tzv. Kirckpatrick-Baezovy dvojice, kdy první provádí čárovou a druhé bodovou fokusaci elektromagnetického svazku ze synchrotronu. Na Obr. 1.39 je 3D model a snímek toroidálního zrcadla na dopad pod malým úhlem, používaného ke směřování a kolimaci svazku kompaktního kapilárního výbojového XUV laseru. Další příklady aplikací viz [17].



Obrázek 1.38: Bodová fokusace 15 keV laserového svazku z undulátoru sadou dvou eliptických zrcadel s povlakovou vrstvou z Pt [17].



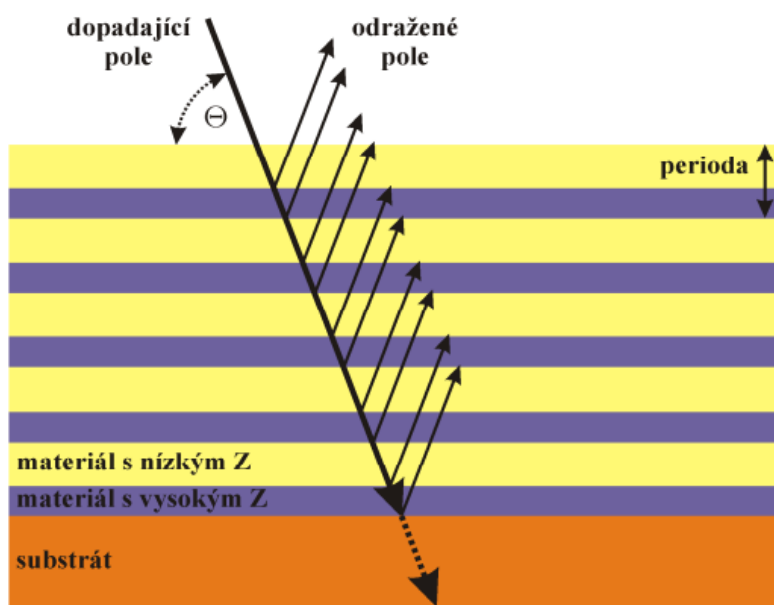
Obrázek 1.39: Toroidální zrcadlo s povlakovou vrstvou z Au pro kolimaci a směřování svazku XUV CDL, konstruované pro úhel dopadu  $\theta = 20^\circ$  [49].

### 1.2.2 Prvky využívající kolmo dopadající laserový svazek

Fokusační XUV/rtg. optika konstruovaná na jiný než tečný dopad svazku využívá buď vícevlňové interference složek odražených od tenké multivrstvy nebo difraktovaných na periodických strukturách. V prvním případě jde o mnohovrstvá zrcadla (*multilayer mirrors*), zástupcem druhé skupiny jsou např. Fresnelovy zónové destičky (*Fresnel zone plane lens*). Vzhledem k vysoké absorpci XUV/rtg. a konstrukčním provedení je účinnost těchto optických elementů velmi nízká (např. ~10 % pro ohnisko prvního řádu Fresnelovy zónové destičky). Moderní techniky výroby nicméně umožňují navýšení na 70 – 80 % [17].

Schéma struktury mnohovrstvého zrcadla je na Obr. 1.40. Odražené pole vzniká vícevlňovou interferencí složek odražených od rozhraní jednotlivých vrstev. Pro maximalizaci odrazivosti rozhraní se střídají vrstvy z materiálů s nízkým ( $Z$ , Si, C,  $B_4C$ ) a vysokým  $Z$  (W, Mo, Sc). Přibližnou velikost periody zrcadla  $d$  pro danou vlnovou délku  $\lambda$  a úhel dopadu  $\theta$  a řád difrakce  $m$  lze určit z Braggovy difrakční podmínky (1.22). Jde pouze o přibližný vztah pro  $n = 1$ , ve kterém není zahrnut lom na rozhraní [19].

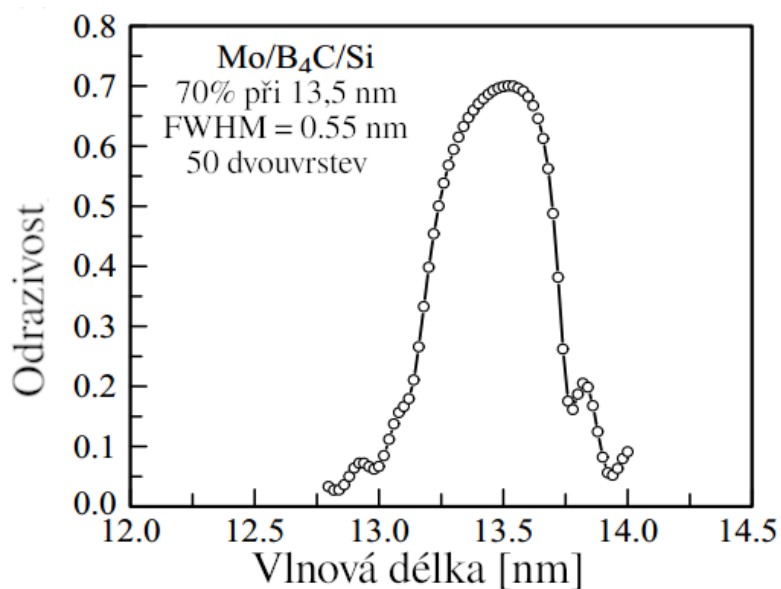
$$m\lambda = 2d \sin \theta. \quad (1.22)$$



Obrázek 1.40: Schéma struktury multivrstvého zrcadla ze střídajících se vrstev s nízkým a vysokým  $Z$  [19].

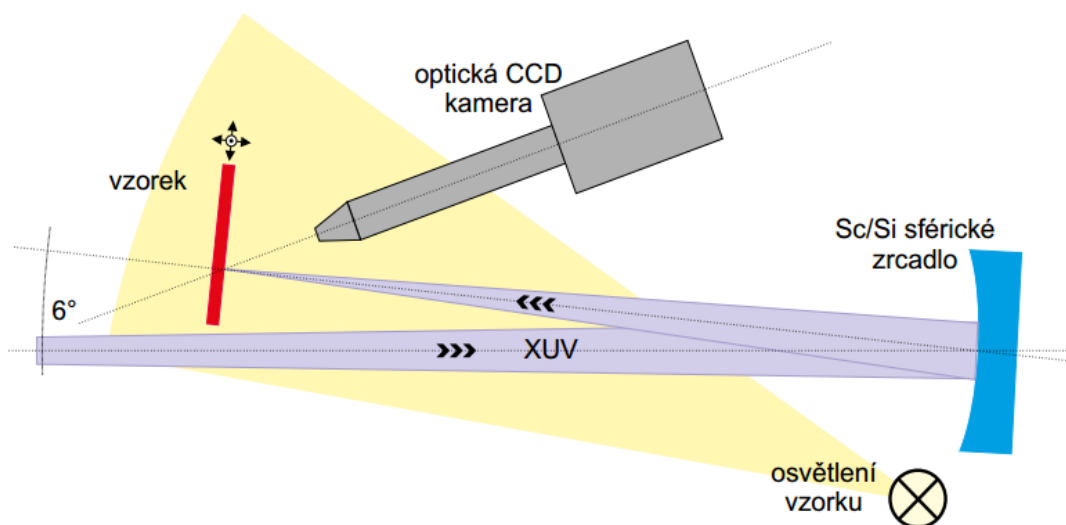
Ke snížení ztrát absorpcí je tloušťka vrstev s vysokým  $Z$  volena co nejvyšší; pro správnou konstruktivní interferenci pak ale musí volba vrstev s nízkým  $Z$  podléhat Braggově podmínce (1.22). Účinnost také souvisí s počtem vrstev, ten se pohybuje v řádu desítek, aby byly sníženy ztráty vlivem průniku záření do substrátu. Při kolmém dopadu ( $\theta = 90^\circ$ ) dostaneme z (1.22) pro periodu  $d = \lambda/2$ . Z toho plyne limit použitelnosti multivrstev pro kolmo dopadající energetické svazky, protože perioda je zdola omezena technologií výroby jednotlivých vrstev a také tloušťkou samotných atomárních vrstev. Pro energetičtější než měkké rtg. se tak používá spíše optických prvků založených na tečně dopadajících svazcích [17, 19].

Z rovnice (1.22) navíc plyne relativně úzká oblast použitelnosti multivrstvých zrcadel; ty jsou konstruovány na konkrétní úzkou oblast vlnových délek a lze je tedy použít i jako spektrální filtry (*band-pass filter*). Pro ilustraci je na Obr. 1.41 vyobrazena odrazivost Mo/Si zrcadla v závislosti na vlnové délce při téměř kolmém dopadu svazku. Mezi vrstvy z  $B_4C$  zde slouží k zamezení interdifúze při výrobě.



Obrázek 1.41: Odrazivost Mo/Si multivrstvého zrcadla v závislosti na vlnové délce při téměř kolmém dopadu svazku [17].

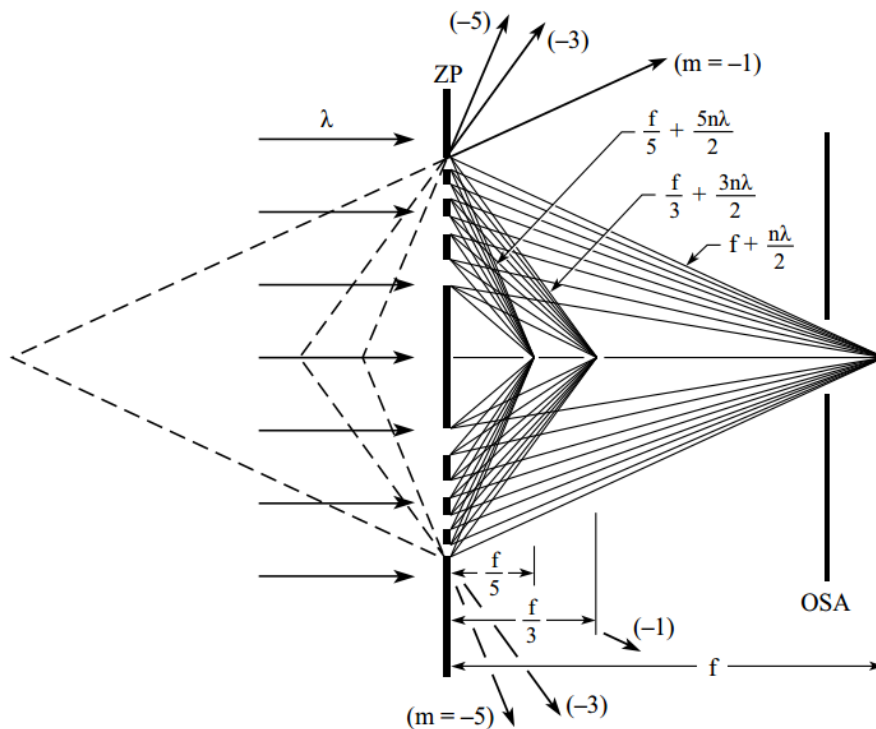
Velikou výhodou multivrstev je možnost jejich nanášení na substráty se zakřivenou geometrií. Příkladem je sférické Sc/Si multivrstvé zrcadlo s ohniskovou vzdáleností 25 cm používané k fokusaci XUV CDL (Obr. 1.42). Maximum reflektivity záření s vlnovou délkou 46,9 nm na něm bylo dosaženo pro úhel mezi dopadajícím a odraženým svazkem 6° [14, 43].



Obrázek 1.42: Schéma fokusace laserového svazku XUV CDL mnohavrstevným Si/Sc sférickým zrcadlem [43].

Schéma fokusace záření binární Fresnelovou zónovou destičkou je na Obr. 1.43. Jde o střídající se propustné a pohlcující koncentrické zóny, tedy o kruhovou difrakční mřížku, použitelnou k zobrazování s velmi vysokým prostorovým rozlišením (poblíž difrakčního limitu), či fokusaci energetických svazku až do 60 keV [17]. Fokusace (i zobrazování) funguje na principu konstruktivní interference prošlých částí vlnoplochy. Difraktivní struktura je přitom konstruována tak, aby se jednotlivé optické dráhy prošlých částí svazku lišily o vzdálenost jedné vlnové délky. Tím se maximalizuje amplituda vlnění vzniklého superpozicí v ohniscích. Sčítají se příspěvky jen kladných půlvln, zatímco záporné se absorbují v černých zónách [14].

Vznikají však i ohniska vyšších kladných a záporných (virtuálních) řádů ( $m = 0, \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ ). Existenci jen lichých řádů lze vysvětlit na základě příspěvku jednotlivých zón na výslednou vlnu v daném ohnisku. V symetrickém případě, kdy mají všechny zóny stejně velkou plochu se liché řády navzájem odečtou, protože počet půlvln na jednu zónu není lichý [14, 19]. Nultý řád odpovídá průchodu záření skrz zónovou destičku beze změny. K omezení vlivu ostatních (zejména rozbíhavých záporných) řádů v ohnisku prvního řádu slouží selektivní apertura (OSA, *order sorting aperture*). Poloměr  $n$ -té zóny lze odvodit z Pythagorovy věty a závisí na vlnové délce ( $r_n \approx \sqrt{n\lambda f}$ ). Konstrukce se tedy stejně jako u multivrstev odvíjí od vlnové délky fokusovaného záření [17, 19].



Obrázek 1.43: Schéma fokusace vlnění zónovou destičkou. Vyznačena je zde ohnisková vzdálenost  $f$  jednotlivých řádů ( $m = \pm 1, \pm 3, \pm 5$ ). OSA je selektivní apertura [17].

Primární ohnisková vzdálenost (1.23) souvisí s parametry zónové destičky. S počtem zón  $N$ , poloměrem poslední zóny  $\Delta r = r_N - r_{N-1}$  a vlnovou délkou  $\lambda$ . Ohnisko tedy vykazuje chromatickou vadu (různé vlnové délky mají různé fokální vzdálenosti  $f$ ) [19].

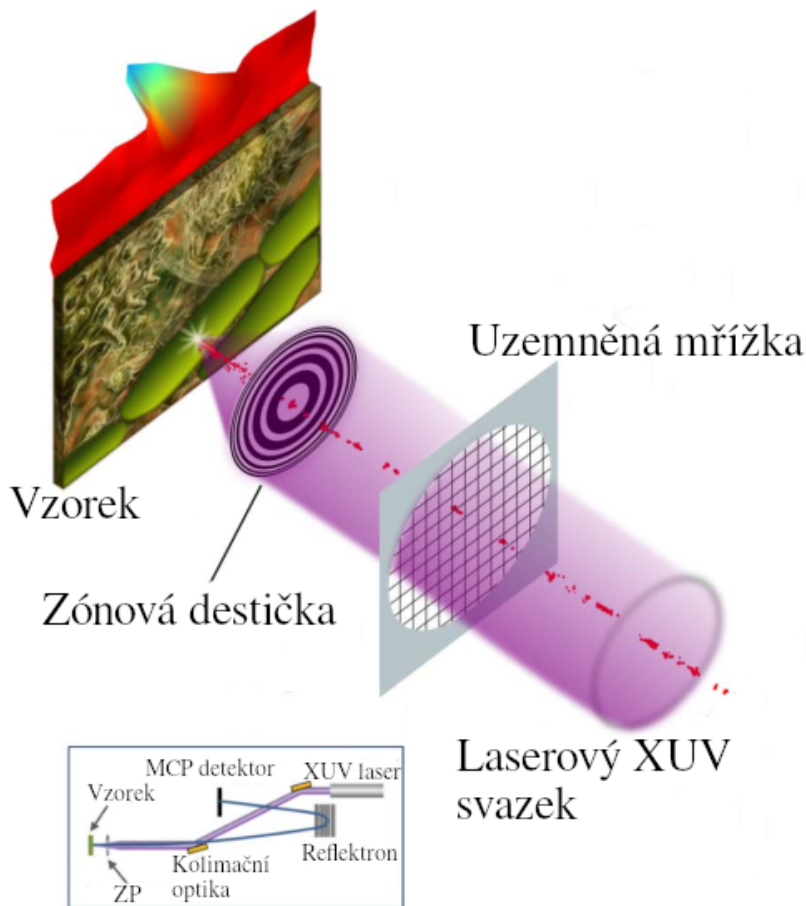
$$f \approx \frac{4N(\Delta r)^2}{\lambda}. \quad (1.23)$$

Přibližně 50 % záření je v zónové destičce pohlceno, dalších ~40 % připadá na ohniska vyšších a záporných řádů. Do primárního ohniska binární zónové destičky se tedy fokusuje pouze ~10 %. Účinnost  $m$ -tého řádu lze vyjádřit vztahem [17]:

$$\eta_m = \begin{cases} 0,25 & m = 0 \\ 1/m^2\pi^2 & m \text{ liché} \\ 0 & m \text{ sudé} \end{cases} \quad (1.24)$$

Zvýšení účinnosti v ohnisku prvního řádu až 4× je možno dosáhnout konstrukcí černých zón neabsorbujících záporné půlvlny, ale způsobujících jejich fázový posun o  $\lambda/2$  (posun o  $\pi$ ). Další možné navýšení účinnosti nabízí schodovité profily zón. Tyto, oproti binárním zónám s obdélníkovým profilem, fázově posouvají jednotlivé složky dopadající vlnoplochy o  $2\pi$ . Vznikají tak téměř sférické vlnoplochy konvergující v ohnisku. Současné konstrukce se schodovitým profilem by měly dosahovat potenciální účinnosti fokusace do primárního ohniska až 80% [17].

Na Obr. 1.44 je příklad aplikace zónové destičky k fokusaci XUV CDL (26,4 eV) do nanometrových stop za účelem ablace a extrakce iontů z povrchu vzorku pro hmotovou spektroskopii.



Obrázek 1.44: Schéma fokusace laserového svazku XUV CDL zónovou destičkou [49].

### 1.3 Detektory XUV/rtg. záření

Znalost charakteristik interakčních podmínek je nezbytnou součástí návrhu ozařovacího experimentu a následného zpracování naměřených dat a interpretace získaných výsledků. K těmto účelům slouží různé techniky detekce a charakterizace záření odvíjející se od konkrétní aplikace. Pro účely experimentální části práce (Kapitola 3) je podstatné zejména stanovení charakteristik XUV/rtg. laserových svazků a to především plošná hustota energie a její prostorové rozložení. Obsahem následujícího textu je tedy výklad některých metod detekce záření v XUV a rtg. oboru pro tyto účely. Jsou zmíněny často používané metody založené na polovodičových PIN diodách (1.3.1) a vakuových fotodiodách (1.3.2). Dále je stručně pojednáno o plynových fotoionizačních detektorech (1.3.3). V sekci 1.3.4 o detektorech s prostorovým rozlišením jsou popsány CCD kamery. V neposlední řadě jsou představeny spektroskopické metody v XUV/rtg. oboru (1.3.5).

Problematika detekce XUV/rtg. záření byla již do jisté míry zpracována v rámci předcházejícího výzkumného úkolu [14] a bakalářské práce [12]. V rámci teoretické části [14] bylo pojednáno o některých metodách charakterizace podélného a příčného profilu krátkovlnných fokusovaných svazků. V experimentální části [14] byla mimo jiné popsána metodika měření energie pulzu argonového XUV CDL. Součástí bakalářské práce [12] bylo proměření emisního spektra krátkovlnného záření z argonového XUV CDL mřížkovým *flat-field* spektrometrem a spektrum dlouhovlnné (UV-Vis) nekoherentní (širokopásmové) emise argonového kapilárního výboje pomocí mřížkového UV-Vis iCCD spektrometru (ME257 Oriel + iStar 720 iCCD Andor).

#### 1.3.1 Polovodičová fotodioda

Základem polovodičové fotodiody je PN přechod na rozhraní polovodiče typu P (pozitivního, s přebytkem kladných nosičů náboje - děr) a polovodiče typu N (negativního, s přebytkem záporných nosičů náboje - elektronů). Difúzí vznikne na rozhraní vyprázdňená oblast (*depletion region*) bez volných nosičů náboje. Elektrické pole ve vyprázdňené oblasti tvoří potenciálovou bariéru zamezující průchodu volných nosičů náboje. Potenciál napříč vyprázdňenou oblastí (1.25) je přímo úměrný počtu donorů ( $N_D$ ) a akceptorů ( $N_A$ ) a šířce zakázaného pásu ( $\epsilon_G$ ) daného polovodiče. Absorpce fotonů vznikají v polovodičích elektron děrové páry, které jsou následně difúzí a driftem transportovány do P nebo N oblastí. Ionizační potenciál křemíku za pokojové teploty je  $w = 3,63$  eV. Výraz pro potenciál napříč vyprázdňenou oblastí (*built-in potential*) je [50]:

$$V_0 \approx \frac{k_B T}{q} \ln \left( \frac{N_D N_A}{n_i^2} \right), \quad (1.25)$$

kde  $k_B$  je Boltzmanova konstanta,  $T$  teplota a  $q$  elementární náboj.  $n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{\epsilon_G}{k_B T}\right)$  je tzv. intrinzický součin úměrný počtu nosičů náboje ve vodivostním ( $N_C$ ) a valenčním pásu ( $N_V$ ) polovodiče a šířce jeho zakázaného pásu ( $\epsilon_G$ ).

Polovodičové PN a PIN diody konstruované pro detekci fotonů využívají vnitřního fotoefektu. Ten je založen na zvýšení vodivosti zprostředkované volnými nosiči náboje, které vznikají absorpcí fotonů ve struktuře polovodiče. Pro účely detekce záření se často využívá zapojení diody v závěrném směru a tedy skutečnosti, že dopadající absorbované fotony zvyšují závěrný proud. Fotodioda v závěrném směru se tedy chová jako zdroj proudu. Dopadající fotony způsobí vznik fotoproudu  $I_p$  a tedy posun volt ampérové charakteristiky diody o  $-I_p$ . Diodová rovnice má poté tvar [50]:

$$I = I_0 \left[ \exp \left( \frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right] - I_p, \quad (1.26)$$

kde  $I_0$  je závěrný saturační proud diody. Fotoproud lze vyjádřit pomocí kvantové účinnosti  $\eta$ , intenzity záření  $E$ , aktivní plochy detektoru  $A$  a vlnové délky záření  $\lambda$  vztahem (součin Planckovy konstanty  $h$  a rychlosti světla



ve vakuu  $c$  zde slouží k přepočtu mezi vlnovou délkou a energií fotonu) [50]:

$$I_p = \eta q EA \frac{\lambda}{hc}. \quad (1.27)$$

Zapojení fotodiody v závěrném směru zvětšuje vyprázdněnou oblast, tj. snižuje kapacitu PN přechodu a tedy zvyšuje rychlost odezvy a zároveň zvětšuje aktivní plochu fotodetektoru. Pro další zvětšení vyprázdněné oblasti (snížení kapacity) se mezi P a N polovodiče vkládá vrstva vlastního (intrinzického) polovodiče (např. čistého křemíku). Vzniklá konstrukce má název PIN dioda. Pro detekci záření je použitelné také zapojení fotodiody bez vnějšího napětí (*no bias*).

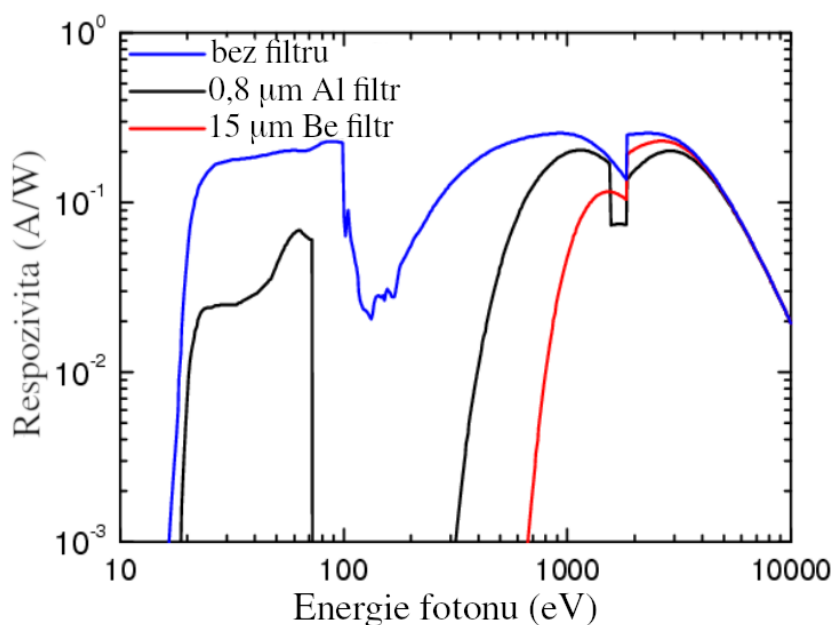
Celková kvantová účinnost (poměr dopadajících a detekovaných fotonů) polovodičové fotodiody je [51]:

$$\eta = \frac{hv}{w} e^{-(\mu_F d_F + \mu_D d_D)} (1 - e^{-\mu_S d_S}), \quad (1.28)$$

kde  $\mu_F$ ,  $\mu_D$  a  $\mu_S$  jsou absorpční koeficienty filtru, pasivační vrstvy (*dead layer*) a senzoru,  $d_F$ ,  $d_D$  a  $d_S$  jsou tloušťky příslušných vrstev. Odezvu fotodiody na dopadající záření lze ekvivalentně vyjádřit její spektrální responzivitou pomocí fotoproudu  $I_p$  a toku fotonů  $\Phi$  [51]:

$$R = \frac{I_p}{\Phi} = \frac{e\eta}{hv} = \frac{e}{w} e^{-(\mu_F d_F + \mu_D d_D)} (1 - e^{-\mu_S d_S}). \quad (1.29)$$

Nevýhodou polovodičových detektorů je relativně široký rozsah spektrální responzivity. K odfiltrování infračervené a viditelné složky se proto používají např. hliníkové nebo zlaté filtry. Na povrchu senzoru bývá také nanášena tzv. *dead layer* vzniklá přirozenou nebo indukovanou pasivací povrchu. V grafu na Obr. 1.45 je vynešena spektrální responzivita křemíkových PIN diod pro různé kombinace filtrů. Lze vidět relativně širokou oblast použitelnosti v XUV a rtg. oblasti spektra.



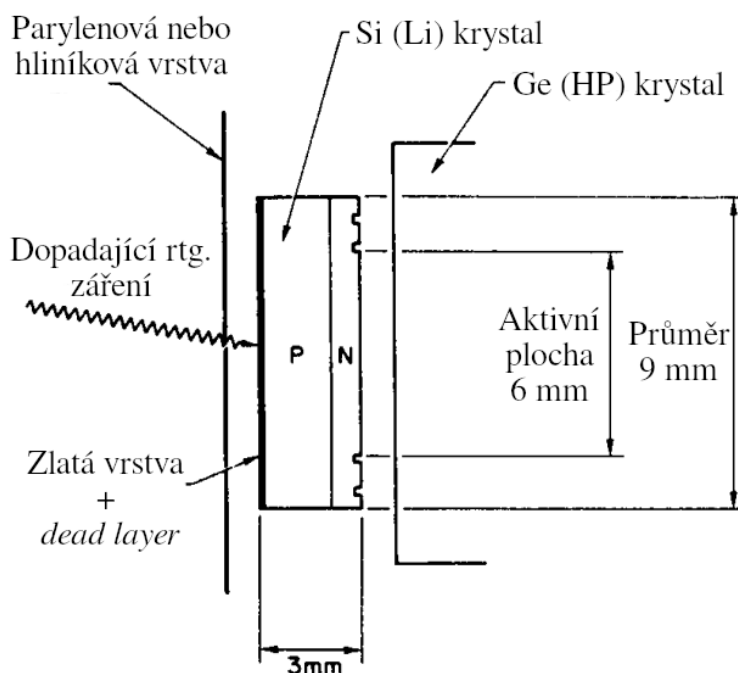
Obrázek 1.45: Spektrální responzivita křemíkových PIN diod používaných v práci [51].

U polovodičových detektorů se vyskytují tři druhy zdrojů šumu. Jde o tepelný (či Johnsův nebo Nyquistův) šum vlivem tepelného pohybu částic s nenulovou teplotou,  $1/f$  šum, jehož amplituda klesá inverzně s frekvencí  $f$  a kvantový (či fotonový) šum [50]. Šum je výsledkem náhodných procesů a nelze ho žádným způsobem spolehlivě odečíst od naměřených hodnot. Lze nicméně vyjádřit střední kvadratická hodnotu celkového šumu napětí (či proudu) v polovodičovém prvku výrazem [50]:

$$V_{\text{rms}} = \sqrt{4k_B T R \Delta f + B I_{\text{DC}}^\alpha f^{-\beta} \Delta f + 2q^2 \eta (E^S + E^B) A R^2 \Delta f}. \quad (1.30)$$

První člen pod odmocninou přísluší tepelnému šumu, druhý  $1/f$  šumu a třetí kvantovému šumu. Veličiny  $R$  a  $\Delta f$  reprezentují odpor a elektrickou šířku pásma,  $B$  je konstanta detektoru,  $I_{\text{DC}}^\alpha$  stejnosměrný proud detektorem a  $f$  frekvence, mocniny  $\alpha$  a  $\beta$  byly stanoveny experimentálně a pohybují se mezi  $0 - 4$ ,  $\eta$  značí kvantovou účinnost,  $A$  aktivní plochu detektoru a  $E^S$  a  $E^B$  intenzity záření měřeného signálu a pozadí. Analogicky lze dostat střední kvadratickou hodnotu celkového proudu.

Příklad konstrukce křemíkové diody pro účely energeticky disperzní spektroskopie rtg. záření v astronomii je na Obr. 1.46. Filtr před detektorem zde slouží k odstranění viditelné a ultrafialové složky, Ge(HP) krystal slouží k detekci nabitých částic (pro možnost odečtení jejich vlivu při zpracování dat) [52].



Obrázek 1.46: Křemíková fotodioda pro detekci rtg. záření [52].

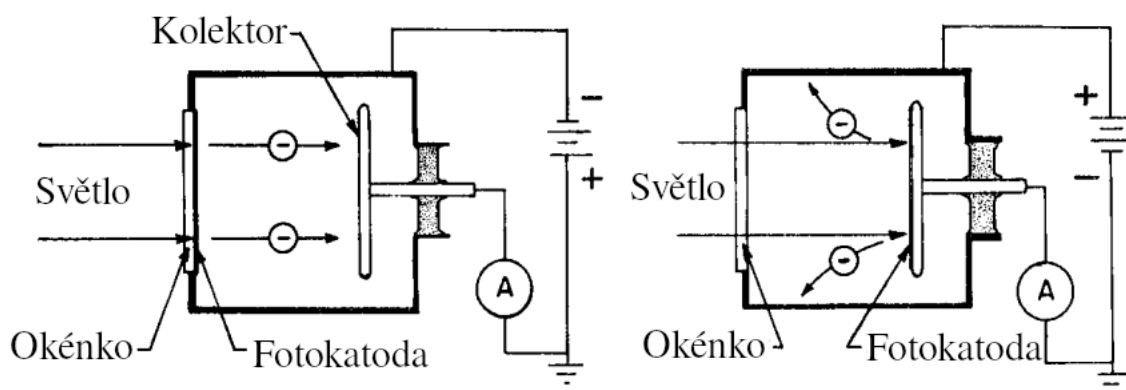
Dalším příkladem polovodičové fotodiody je XUV-100 [53], navržené pro použití zejména v XUV a rtg. části spektra. Její spektrální citlivost leží v širokém rozsahu vlnových délek ( $0,07 - 200$  nm), resp. energií fotonů ( $6$  eV –  $17,6$  keV). Fotodioda XUV-100 byla zkalibrována monochromatizovaným synchrotronovým zářením v PTB (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt* v Berlíně) a použita k měření energie pulzu XUV CDL v rámci experimentální části výzkumného úkolu [14]. Měření energie laserového svazku XUV CDL s XUV-100 bylo v rámci této práce zdokonaleno a podrobněji je o něm pojednáno v experimentální části (3.1).

### 1.3.2 Vakuová fotodioda

Vakuové fotodetektory jsou složeny z fotokatody vystavené energetickým fotonům a kolektoru připojeného na kladný potenciál. Dopadající záření o energii  $h\nu$  v nich vnějším fotoelektrickým jevem generuje fotoelektrony kinetických energií  $E = h\nu - \phi$ . Energie potřebná ke vzniku volného elektronu, tzv. *work function*  $\phi = \epsilon_A + \epsilon_G$  je součet energie („šířky“) zakázaného ( $\epsilon_G$ ) a vodivostního ( $\epsilon_A$ ) pásu. Přičemž  $\epsilon_A$  značí elektronovou afinitu, neboli rozdíl potenciálu vakua a vodivostního pásu. Kvantová účinnost fotokatody roste s elektronovou afinitou  $\epsilon_A$  [52]. Vzniklé volné fotoelektrony jsou následně z okolí fotokatody odsávány kladným potenciálem do elektrického obvodu detektoru, kde generují elektrickým proud úměrný parametrům záření. Při dopadu jediného fotonu na plochu fotokatody za sekundu prochází obvodem proud  $I \sim 10^{-19}$  A. Detekovatelné hladiny elektrického proudu (v řádu nA –  $\mu$ A) tak vyžadují minimálně  $10^{10} - 10^{13}$  fotonů za sekundu, resp. generovaných fotoelektronů. Pro detekci jednotlivých fotonů pomocí vnějšího fotoefektu je nutno využít fotonásobičů nebo kanálkových detektorů.

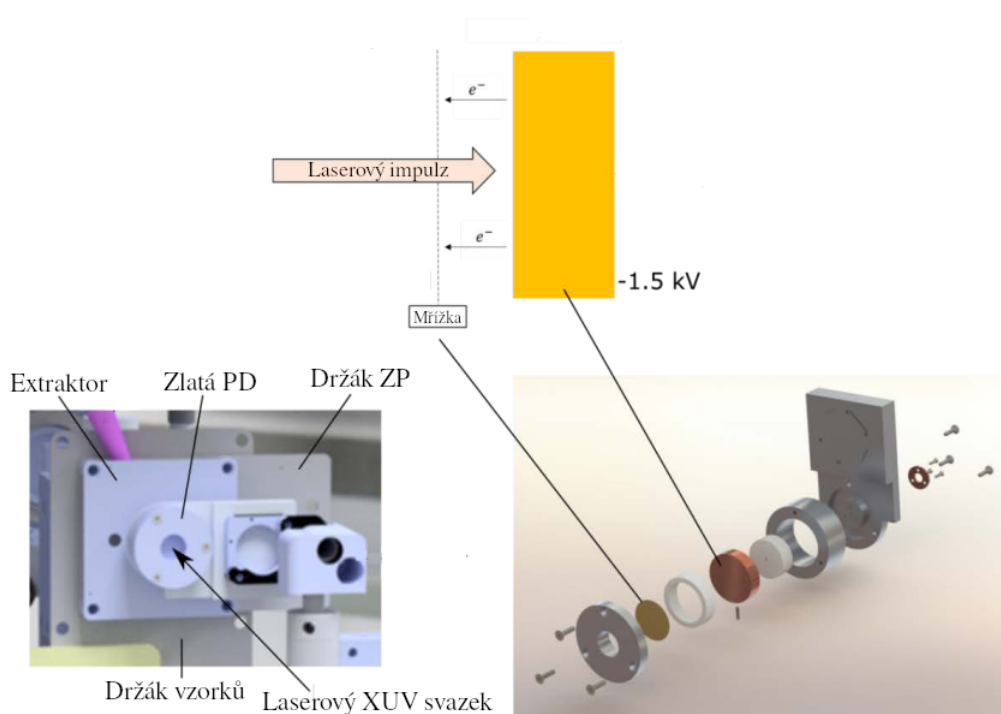
Nejnižší hodnoty  $\phi$  se pohybují v řádu jednotek eV. Vakuové detektory jsou tedy použitelné od infračervené až po rtg. část spektra. V XUV a rtg. navíc dochází k vyrážení elektronů nejen z vnějších atomárních slupek a vnějšího fotoefektu je tak možno využít i k spektroskopii. Hlavními charakteristikami detektorů založených na vnějším fotoefektu je rychlá odezva, velký dynamický rozsah a malý šum [50]. Vakuové fotodiody mají navíc (oproti polovodičovým) větší sběrnou plochu, nevýhodou je nutnost vysokého napětí v řádu kV.

Vakuových fotodiod je s výhodou využito v XUV/rtg. aparaturách již konstruovaných na podmínky vakua. Schéma dvou možných konstrukcí vakuové fotodiody je na Obr. 1.47. Jde o konstrukce s částečně průhlednou fotokatodou (Obr. 1.47 vlevo) a neprůhlednou (odraznou) fotokatodou (Obr. 1.47 vpravo). V XUV/rtg. jsou častěji používané fotodiody s neprůhlednou fotokatodou bez vstupního okénka. Konstrukce s částečně průhlednou fotokatodou je v XUV/rtg. prakticky nemožná z důvodu silné absorpce záření v libovolném materiálu. Tenká okénka by pak neustála tlak atmosféry. Výhodou neprůhledných fotokatod je také možnost volby její tloušťky k maximalizaci absorpce záření a tedy kvantové účinnosti [52]. Vakuum mezi fotokatodou a kolektorem slouží k omezení srážek elektronů s molekulami plynu prostředí (vedoucí k prodloužení časové odezvy) a zamezení degradace fotokatody [52]. Kvantová účinnost a spektrální rezponzivita závisí také na materiálu fotokatody. Pro XUV a rtg. se často používají např. halogenidy alkalických kovů ( $\text{MgF}_2$ ,  $\text{BaF}_2$ ) a oxidy kovů ( $\text{BeO}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) [52]. Krátké vlnové délky XUV a rtg. nicméně umožňují použití i běžných kovů (Al, Au, ...). Z důvodu omezení temného proudu je v některých aplikacích nutné fotokatodu chladit.



Obrázek 1.47: Zjednodušené schéma konstrukce vakuové fotodiody s částečně průhlednou (vlevo) a neprůhlednou (vpravo) fotokatodou [52].

Pro účely měření energie 1,5 ns laserových XUV pulzů CDL byly v laboratořích CSU (*Colorado State University*) vyvinuty speciální vakuové fotodetektory s hliníkovou a zlatou fotokatodou [49]. Schéma zlatého fotodetektoru je na Obr. 1.48. Dopadající laserový svazek uvolňuje vnějším fotoefektem z povrchu zlaté fotokatody elektrony, které jsou potenciálem 1,5 kV extrahovány na uzemněnou mřížku. Výhodou zlaté fotokatody je její téměř nulová degradace. Sada těchto dvou detektorů (Au a Al fotodiody) je navzájem zkalibrována a umožňuje měření energie mezi jednotlivými ozařovacími experimenty; více viz experimentální část výzkumného úkolu [14] nebo této práce (3.1). Problémem měření energie tímto způsobem je nutnost fotodetektor v každém mezikroku ozařovacího experimentu vkládat do cesty svazku. Pro dané laserem indukované modifikace povrchu ozařovaného vzorku tedy neznáme konkrétní hodnoty energií pulzů. Vzhledem k tomu, že energie svazku XUV CDL mezi výstřely značně fluktuje, by bylo vhodnější využít fotoionizačního detektoru schopného měřit energii v průběhu ozařovacích experimentů. Zlatého a hliníkového fotodetektoru (spolu s polovodičovou XUV-100) bylo využito k měření energie v rámci výzkumného úkolu [14] a experimentální části této práce (3.1).

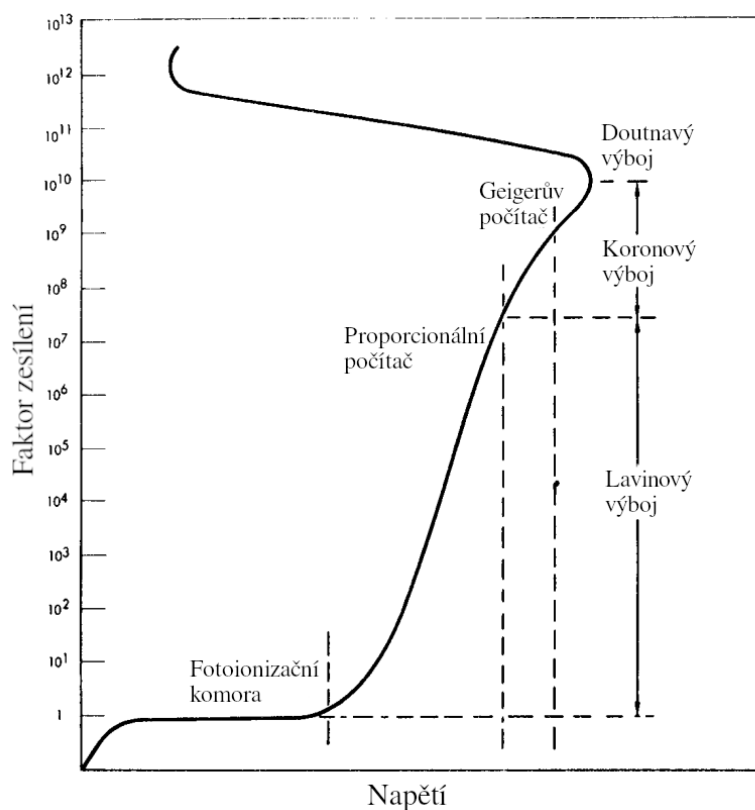


Obrázek 1.48: Schéma, fotografie a 3D model vakuové fotodiody se zlatou fotokatodou [49].

### 1.3.3 Fotoionizační detektor

Základním principem plynového fotoionizačního detektoru je interakce energetických (UV, rtg., gama) fotonů s látkou prostředí. Detektor je složen z nádoby s plynem, elektrod a okénka pro vstup (případně i výstup) záření. Fotony dostatečně vysokých energií ( $>1$  eV) ionizují neutrální atomy či molekuly plynu, čímž generují páry elektronů s ionty, které lze následně elektrickým polem odvést na elektrody. Vzniklý proud v obvodu detektoru je úměrný míře generace volných nosičů náboje, jež je úměrný intenzitě záření. Volba pracovního plynu ovlivňuje spektrální odezvu detektoru. Často používané jsou např. vzácné plyny s ionizačními potenciály v řádu desítek eV. Zásadní výhodou fotoionizačních detektorů je možnost měřit intenzitu svazku v průběhu interakčních experimentů, tedy bez nutnosti vkládat detektor do cesty svazku např. mezi ozařovacími experimenty. To je obzvláště výhodné u laserových svazků se značnými fluktuacemi intenzit výstřel od výstřelu, kde je vhodné znát konkrétní hodnoty parametrů svazku příslušející danému imprintu či jiné modifikaci na povrchu vzorku.

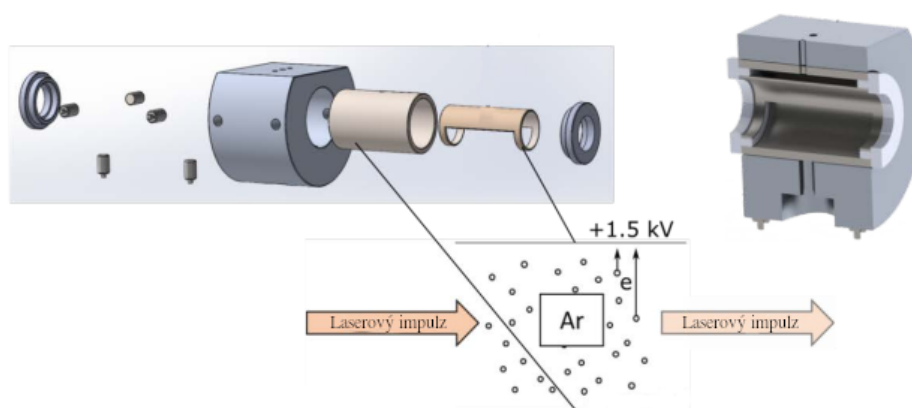
Graf zisku (zesílení signálu) ve fotoionizačním detektoru v závislosti na napětí mezi elektrodami je na Obr. 1.49. S nulovým přiloženým napětím dochází k rekombinacím fotoionizací vzniklých volných nosičů náboje. Zvyšováním napětí dojde k saturaci zesílení a detektor pracuje v tzv. režimu s jednotkovým ziskem [52]. Proudový signál nezávisí na přiloženém napětí a je úměrný pouze intenzitě záření. Jde o pracovní režim detektoru pro měření intenzity záření popsany v předchozím odstavci. Další zvýšení napětí způsobuje vyšší kinetické energie elektronů a iontů, které jsou schopny sekundární srážkové ionizace. Větší zisk znamená větší citlivost a dokonce možnost detekce jednotlivých fotonů. V tomto rozsahu napětí mluvíme o tzv. proporcionálním počítací. Název plyne ze skutečnosti, že proudový impuls odpovídá nejen zesílení signálu, ale je úměrný i počtu primárních fotoionizačních reakcí. Z této skutečnosti lze stanovit energii fotonů záření i jejich tok [52].



Obrázek 1.49: Faktor zesílení signálu ve fotoionizačním detektoru v závislosti na napětí mezi elektrodami a jednotlivé oblasti jeho použití [52].

Ještě dalším navýšením přiloženého napětí dojde k saturaci amplitudy výstupního proudového impulsu. Fotoionizační detektor pak pracuje v režimu Geigerova počítáče, který detekuje jednotlivé fotony s ještě vyšší citlivostí. Hlavní výhodou oproti proporcionálnímu počítáči je velmi malá závislost počtu detekovaných pulzů na napětí. Nevýhodou je relativně dlouhá mrtvá doba mezi detekcí jednotlivých impulsů [52].

Na Obr. 1.50 je 3D model a schéma ionizačního průchodového fotodetektoru (*inline photodetector*) konstruovaného pro měření parametrů laserového svazku XUV CDL popsaného v části 1.1.5. Pracovním plynem je zde reziduální argon z kapiláry a atenuační cely. Vnější válec je uzemněn a vnitřní připojen na kladný potenciál 1,5 kV [49].

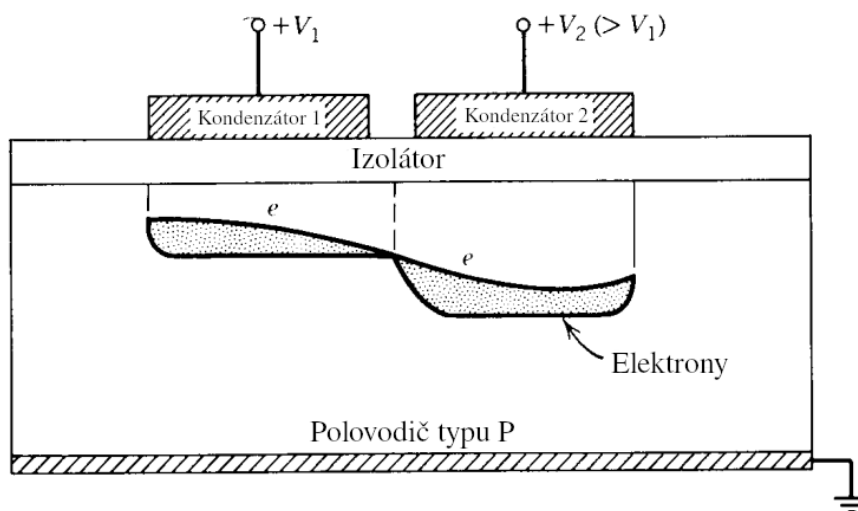


Obrázek 1.50: Ionizační průchodový fotodetektor [49].

### 1.3.4 Detektory s prostorovým rozlišením

Často používanými detektory záření s 1D nebo 2D prostorovým rozlišením jsou CCD kamery (*Charge Coupled Device*). Klasické CCD senzory jsou použitelné v UV/Vis/NIR oblasti. Pro energetičtější XUV či rtg. existují speciální CCD čipy založené na stejném principu, ale většinou jiné konstrukci [19]. Často se pro potřeby detekce XUV/rtg. svazků s prostorovým rozlišením vyplatí kombinace Vis CCD se scintilátorem či povlakovou fosforescenční vrstvou pro konverzi záření na delší vlnové délky. Této konfigurace bylo využito např. při stanovení prostorového rozložení intenzity laserového svazku argonového XUV CDL (1.1.5) v článku [43]. Mimo polovodičových prvků lze pro dosažení prostorového rozlišení využít např. mikrokanálové destičky, založené na vnějším fotoefektu nebo fotoionizační plynové detektory se speciální konfigurací kanálků s pracovním plynem [52]. Další možností je také postupné 1D nebo 2D proskenování daného svazku pomocí detektoru bez prostorového rozlišení, umístěného na aktuátoru, který umožňuje jeho posun v rovině kolmé na svazek.

Typická konstrukce CCD čipů pro detekci viditelného záření je založena na MOS (*Metal Oxide Semiconductor*) kondenzátorech v např. čtvercové  $32 \times 32$  matici. Na Obr. 1.51 je schéma konstrukce CCD se dvěma kovovými (např. Al) elektrodami napařenými na izolační  $\text{SiO}_2$  vrstvě pokrývající křemíkový substrát s příměsí akceptorů. Přivedením kladného napětí na elektrody vznikne v substrátu pod danou elektrodou vyprázdňená oblast (protože díry tvořící majoritní náboje v polovodiči typu P jsou od kladného náboje odpuzovány). Ve vzniklé potenciálové jámě lze zachytávat fotoelektrony vznikající v substrátu podobným procesem jako v křemíkových fotodiodách. Foton absorbovaný ve vyprázdňené oblasti vytváří elektron děrové páry, elektrony jsou kladným potenciálem zachyceny, díry vytlačeny. Počet akumulovaných fotoelektronů pod danou elektrodou (pixel kamery) je úměrný intenzitě záření v daném místě. Podle konstrukce a velikosti přivedeného napětí se kapacita jedné potenciálové jámy pohybuje v rozmezí  $\sim 1\,000 - 400\,000$  elektronů. Používané rozměry pixelů jsou  $1 - 100\ \mu\text{m}$ , což při celkovém počtu  $128 - 16\,384$  pixelů znamená rozměry čipu v řádu jednotek mm až desítek cm.



Obrázek 1.51: Schéma konstrukce CCD čipu se dvěma MOS kondenzátory [50].

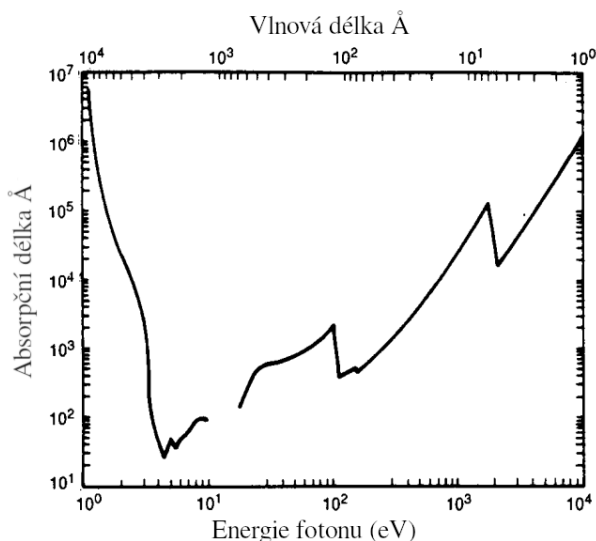
Po krátké expozici čipu zprostředkované např. mechanickou závěrkou přichází na řadu vyčítání signálu z jednotlivých pixelů maticového detektoru. Vyčítání je založeno na postupném „vyprazdňování“ jednotlivých potenciálových jam přes integrátor a A/D převodník do počítačové paměti. Takto je každému pixelu detektoru přiřazeno datové číslo odpovídající intenzitě záření v daném místě. Přesun náboje probíhá postupně mezi sou-



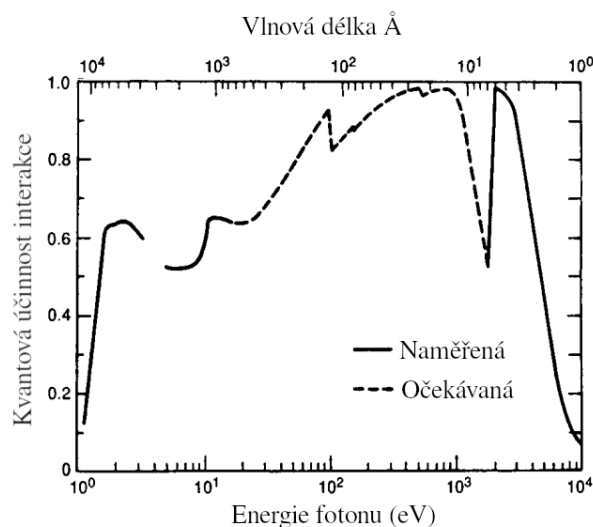
sedními MOS kondenzátory. Přivedením většího napětí na sousední elektrodu vznikne mezi potenciálovými jámami elektrické pole, které způsobí přesun elektronů, tj. elektrony „přetečou“ do hlubší jámy (Obr. 1.51). Náboje akumulované v jedné řadě pixelů jsou takto přesunuty do 1D maticové struktury, tzv. vyčítacího registru, ze kterého jsou následně po jednom (stejným postupem) vyčítány. Při postupném přesouvání náboje je nutné aplikovat komplikovanější posloupnost napětí ových pulzů, v případě dlouhých řad nelze napětí postupně zvyšovat do nekonečna.

Dosud popsaná struktura CCD čipu, tzv. *Full frame*, se vyznačuje velmi pomalou vyčítací rychlostí (v řádu setin sekund pro matice velikostí  $1024 \times 1024$ ). To mimo jiné znamená potřebu mechanické závěrky a to pro zamezení rozmazání obrazu při vyčítání. Konstrukce s názvem *Frame transfer* umožňuje rychlejší vyčítání z detekčního čipu CCD. Místo vyčítacího registru se využívá paměťové matice o rozměrech odpovídajících detekční části. Celkový vyčítací čas je sice stejný, ale odpadá potřeba mechanické závěrky. Komplikovanější struktury s paměťovými pixely pro každý detekční pixel a A/D převodníky pro jednotlivé pixely vyčítacího registru poté umožňují pořizování několika snímků za sekundu. Více o časování napětí ových pulzů, komplikovanějších vyčítacích strukturách a šumu CCD viz [50].

Spektrální rozsah křemíkového CCD čipu plyne z absorpční délky daného záření v Si substrátu. Absorpční délka UV až rtg. záření v křemíku v závislosti na vlnové délce je vynesena v grafu na Obr. 1.52. Lze vidět, že zejména v oblasti XUV a měkkého rtg. jsou hloubky průniku záření velmi krátké. Při osvětlování CCD čipu ze strany s elektrodami (*front illumination*) by záření neproniklo ani přes materiál elektrod. Čipy jsou proto exponovány ze zadní strany (*back illumination*), kde jsou navíc podstatně zúženy pro možnost efektivního zachytu v křemíkovém substrátu vzniklých fotoelektronů [19, 52]. Kvantová účinnost CCD detektoru při ozařování ze zadní strany je pro ilustraci vynesena v grafu na Obr. 1.53. Vidíme relativně vysokou účinnost detekce pro široký rozsah vlnových délek. Pro tvrdé rtg. ( $>1$  keV) absorpční délka roste a lze opět použít *front illumination*. Pro ještě energetičtější záření ( $>10$  keV) je míra absorpce v křemíku velmi malá a používají se jiné polovodičové substráty (např. GaAs) [19].



Obrázek 1.52: Absorpční délka záření v křemíku v závislosti na energii fotonu, resp. vlnové délce [52].



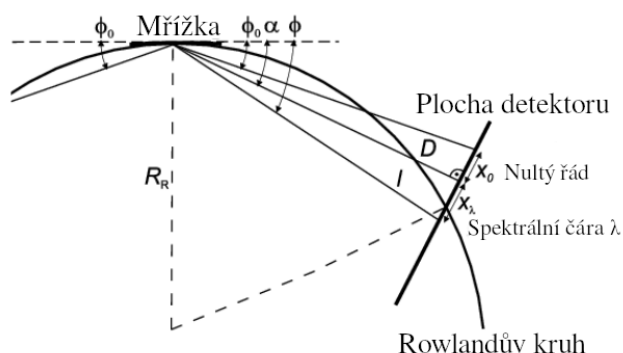
Obrázek 1.53: Naměřená a vypočtená kvantová účinnost CCD čipu ozařovaného ze zadní strany (*back illumination*) v závislosti na energii fotonu, resp. vlnové délce [52].

### 1.3.5 Spektroskopie v XUV/rtg. oboru

Spektrometry v XUV a rtg. oboru lze rozdělit na vlnově a energeticky disperzní. Vlnově disperzní jsou založeny na difrakci různých vlnových délek do různých úhlů na periodických strukturách. Jde buď o reflexní nebo transmisní mřížky, krystaly nebo multivrstvy. Základní princip spočívá v postupném proskenování difrakčního obrazce. Energeticky disperzní využívají vnitřního fotoefektu v polovodiči a skutečnosti, že energie fotonu je úměrná integrálu proudového impulsu vybuzeného v elektrickém obvodu detektoru. V následujícím textu budou představeny základní techniky XUV/rtg. spektrometrie a některé relevantní experimenty.

Mřížkové spektrometry jsou transmisní nebo reflexní. Transmisní využívají difrakce na periodických strukturách ve směru dopadu svazku (podle Braggovy podmínky 1.22). Vyznačují se snadnou kalibrací, ale relativně malou rozlišovací schopností. Jsou použitelné pro vlnové délky nad  $\sim 2$  nm. Reflexní spektrometry jsou založeny na dopadu svazku na periodickou mřížku pod velmi malým tečným úhlem ( $0,1^\circ - 1^\circ$ ) nebo na bázi speciálních konkávních (toroidálních, sférických nebo cylindrických) geometrií mřížek. Nevýhodou reflexních spektrometrů na tečný dopad svazku je skutečnost, že difrakční obrazec se nachází na zakřivené rovině.

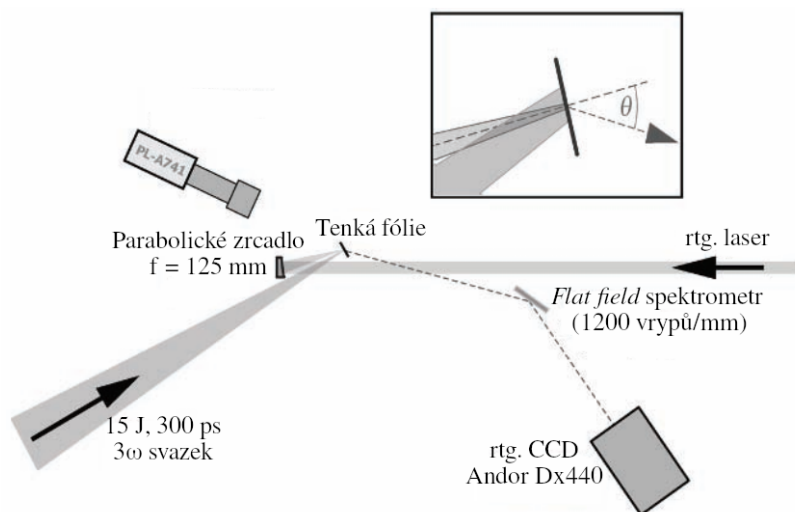
V práci [51] byl využit reflexní XUV spektrograf založený na konkávní Rowlandově mřížce k charakterizaci XUV/rtg. spektra z plazmatu vláknového Z-pinče. Principiální schéma použitého spektrografu (LPS-VUV1-3S-M) je na Obr. 1.54. Záření dopadající na mřížku pod úhlem  $4^\circ$  vytváří rovinný difrakční obrazec na detektoru (UV film UF-4 nebo mikrokanálová destička spojená s CCD). Mřížkami s 1200, 600 a 300 vrypů na mm bylo dosaženo spektrálního rozsahu  $2 \div 14$  nm,  $7 \div 25$  nm a  $25 \div 60$  nm, při rozlišení  $\lambda/\Delta\lambda > 100$  [51].



Obrázek 1.54: Geometrie mřížkového spektrografu LPS-VUV1-3S-M [51].

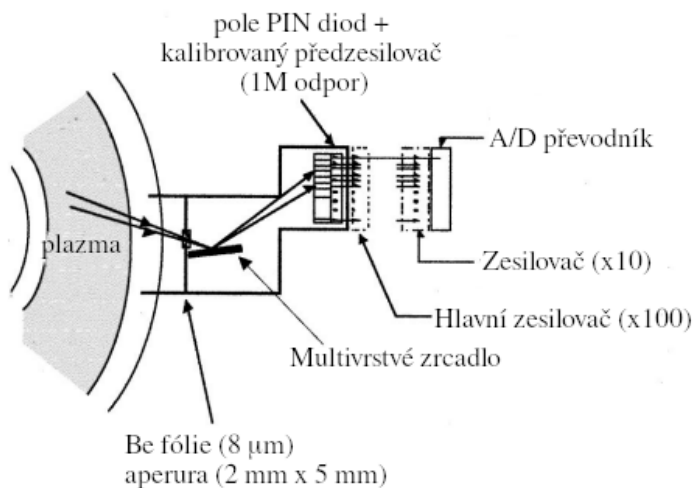
Dalším příkladem je mřížkový *flat field* spektrometr použitý v článku [54] k analýze horkého plazmatu vzniklého ozářením hliníkových nebo polypropylenových ( $C_3H_6$ ) fólií pikosekundovými laserovými pulzy ( $\lambda = 438$  nm,  $\tau = 300$  ps,  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> <  $I$  <  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>). Přičemž byl sledován Thomsonův rozptyl XUV laserového svazku ( $\lambda = 21,2$  nm,  $E \sim 1$  mJ) v tomto plazmatu. Stejný spektrometr byl použit i v bakalářské práci [12] k charakterizaci emisních spekter krátkovlnného záření XUV CDL. Schéma experimentu z článku [54] je na Obr. 1.55. Zleva přichází fokusovaný svazek viditelného pulzního laseru, zprava XUV laser do plazmatu fokusovaný parabolickým Mo:Si multivrstevným zrcadlem. Záření z plazmatu je analyzováno mřížkovým *flat field* spektrometrem s 1200 vrypů na mm [54].

Spektrometry využívající difrakce na krystalové struktuře materiálu či multivrstevném zrcadle nebo syntetických krystalech fungují na stejném principu jako výše zmíněné mřížkové spektrometry. Rozdíl je v jejich spektrálním rozsahu použitelnosti. Přírodní krystaly se používají pro vlnové délky mezi 2 nm a 0,01 nm, syntetické krystaly a multivrstvy jsou použitelné v rozmezí  $\sim 2 - 10$  nm. Příkladem krystalových spektrometrů jsou zařízení instalované na tokamaku JET k měření (mimo jiné) obsahu wolframových nečistot ve fúzním plazmatu [55].



Obrázek 1.55: Experiment zaměřený na studium Thomsonova rozptylu XUV záření v plazmatu [54].

Vlnově disperzní spektrometr založený na multivrstevném zrcadle byl instalován na CHS (*Compact Helical System*) za účelem studia rychlých elektronů a magnetohydrodynamiky ve vysokoteplotním plazmatu [56]. Schéma experimentální sestavy z článku [56] je na Obr. 1.56. Kolimované záření z plazmatu prochází Be filtrem (k odstranění Vis pozadí) a na W:Si multivrstevném zrcadle dochází k difrakci měkkého rtg. na pole dvaceti PIN diod.



Obrázek 1.56: Využití multivrstvy ke spektrometrickým měřením ve vysokoteplotním plazmatu [56].

Energeticky disperzní spektrometrie v XUV/rtg. oboru je založena na vzniku elektron děrových párů v polovodiči (Si, GaAs, ...). Foton o energii  $E$  vytvoří v křemíku  $E/I_p$  párů ( $I_p = 3,63$  eV je ionizační potenciál křemíku). Integrací proudového impulsu v elektrickém obvodu detektoru dostaneme celkový náboj generovaný daným fotonem, jež je úměrný jeho energii. Výstupem je poté četnost detekce fotonů dané energie, tedy spektrum záření. Tento typ je často používán k diagnostice fúzního plazmatu tokamaků. Příkladem je diagnostika kontinuálního rtg. spektra z plazmatu tokamaku Alcator A [57].

## 2 Materiály a jejich modifikace XUV/rtg. zářením

### 2.1 Druhy povrchových modifikací indukované XUV/rtg. zářením

Energetické XUV/rtg. záření dopadající na povrch pevné látky interaguje jednak s vnějšími, ale na rozdíl od záření delších vlnových délek, také s vnitřními elektronovými slupkami. Podle energie fotonu dochází k absorpci, či rozptylu záření nebo tvorbě párů. Rozptyl záření znamená změnu směru jeho šíření (pružný, Rayleighův rozptyl) nebo energie (nepružný, Comptonův rozptyl), případně obou. Při absorpci je energie fotonu předána elektronu (fotoelektronu), který proniká do struktury materiálu a interaguje s dalšími elektrony či atomy. Srážkovými procesy primárních elektronů dále vznikají sekundární elektrony a jsou indukovány procesy jako ablace, tavení, případně reakce vedoucí na tvorbu mikroprasklin a výrony hmoty [48]. Dalším možným projevem absorpce záření je fotoexcitace následovaná zářivou (fluorescence) nebo nezářivou (autoionizace) relaxací. Fotoionizace a fotoexcitace se projevují od určité prahové energie fotonu a nezávisí na intenzitě záření.

Absorpce každého jednotlivého XUV/rtg. fotonu indukuje posloupnost ionizačních procesů, následovaných rekombinacemi a termalizací elektronů a iontů. Od intenzity a délky XUV/rtg. impulzů se odvíjí teplota a hustota volných elektronů. Povaha chování materiálu při ozařování pak závisí zejména na střední volné dráze nepružných srážek elektronů [48]. U krátkých (fs – ns) pulzů se v místě absorpce záření nestihne projevit transport energie a při absorpci relativně vysokých dávek ( $>1$  eV/atom) pak vzniká horké a husté plazma. Takové plazma interaguje s okolní látkou, termalizuje a zaniká v řádu desítek ps. Menší absorbované dávky způsobují na časových škálách 1 – 10 ps tavení [48]. Masivní úbytky materiálu (ablace) probíhá při ještě nižších absorbovaných dávkách a v mnohem delších časových intervalech. Dávky nedostačující k ablaci mohou generovat teplotní gradienty a vznik pnutí, způsobující poškozování materiálu. Transport tepla z interakční oblasti zajišťují elektrony, ionty a atomy nebo fonony a další způsoby vedení tepla závisící nejen na struktuře materiálu, ale i vlastnostech záření [48].

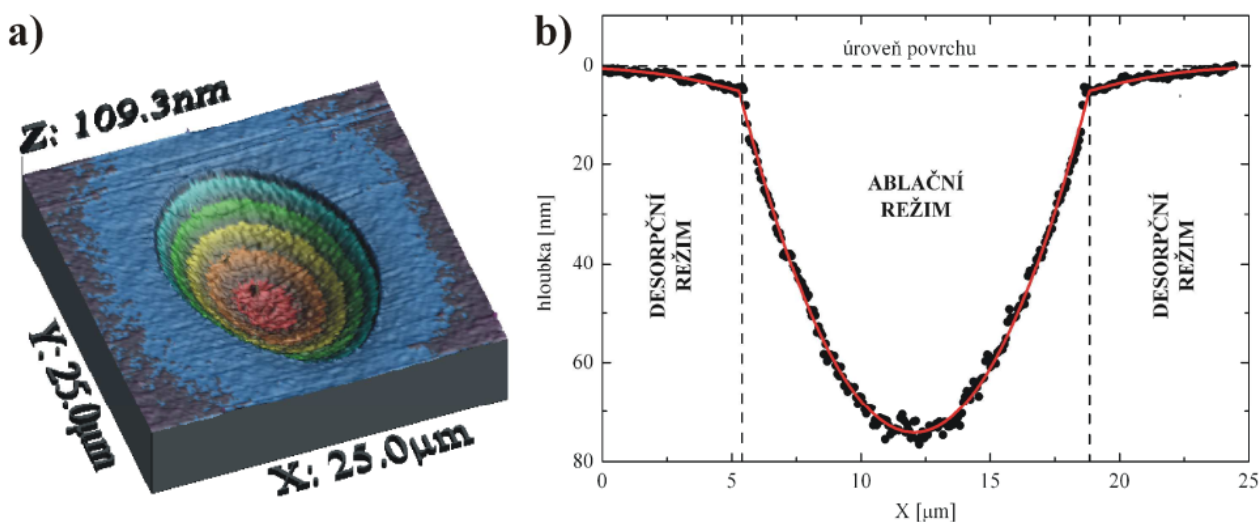
Následující čtyři sekce představují procesy interakce záření s materiálem a jimi vybuzené druhy povrchových modifikací. Nejdříve jsou vysvětleny rozdíly mezi ablací, desorpčí a povrchovou modifikací indukovanou XUV/rtg. lasery (2.1.1). Následuje popis současného účinku krátkovlnného XUV/rtg. a dlouhovlnného UV-Vis-IR záření a jeho vliv na změnu morfologie a poškozování povrchů materiálů (2.1.2). V posledních dvou částech (2.1.3) a (2.1.4) jsou stručně představeny procesy iontové emise a tepelných účinků indukovaných energetickým XUV/rtg. zářením, které jsou relevantní pro interpretaci výsledků experimentální části této práce.

Pro účely následujícího textu je vhodné zavést pojem tok fotonů a fluence (plošná hustota energie) v kontextu XUV/rtg. záření. Tok fotonů (*photon flux*) je definován, jako počet fotonů dopadající na jednotku plochy, za jednotku času. Integrál v čase této veličiny je fluence impulzu záření (*photon fluence*). Fluence je tedy počet fotonů, resp. jejich energie, dopadající na jednotku plochy [48]. Často používanou jednotkou pro impulzy XUV/rtg. záření je  $\text{J}/\text{cm}^2$ . V laserové terminologii se také používá intenzita záření  $[I] = \text{W}/\text{cm}^2$ . Intenzita, neboli ozářenost, vyjadřuje výkon dopadající na plochu pod určitým úhlem. Výkon (hustota světelného toku) je derivace energie elektromagnetického záření v čase.

### 2.1.1 Procesy desorpce, ablace a povrchové modifikace indukované XUV/rtg. zářením

Materiálová ablace je odstraňování hmoty z povrchu vzorku vlivem lokální depozice dostatečně vysoké hustoty energie v krátkém čase [48]. Projevuje až po překročení určité fluence záření, tzv. ablačním prahem, který závisí na tepelných a optických parametrech materiálu a vlastnostech záření, jako je vlnová délka, intenzita, délka impulsu a počet akumulovaných pulzů [48]. Odstranění relativně velkého množství látky znamená, že ablace probíhá na časových škálách delších, než jakých je třeba k termalizaci. K odstraňování materiálu tedy mohou přispívat i tepelné ablační mechanismy [48]. Pro energie laserového svazku pod ablačním prahem se projevuje materiálová desorpce, způsobující menší úbytek materiálu. Odstraňování materiálu obvykle probíhá pomocí fázového přechodu látky do volatilnějšího plynného stavu postupným tavením a vypařováním nebo přímo sublimací, případně ionizací a vznikem plazmatu [48].

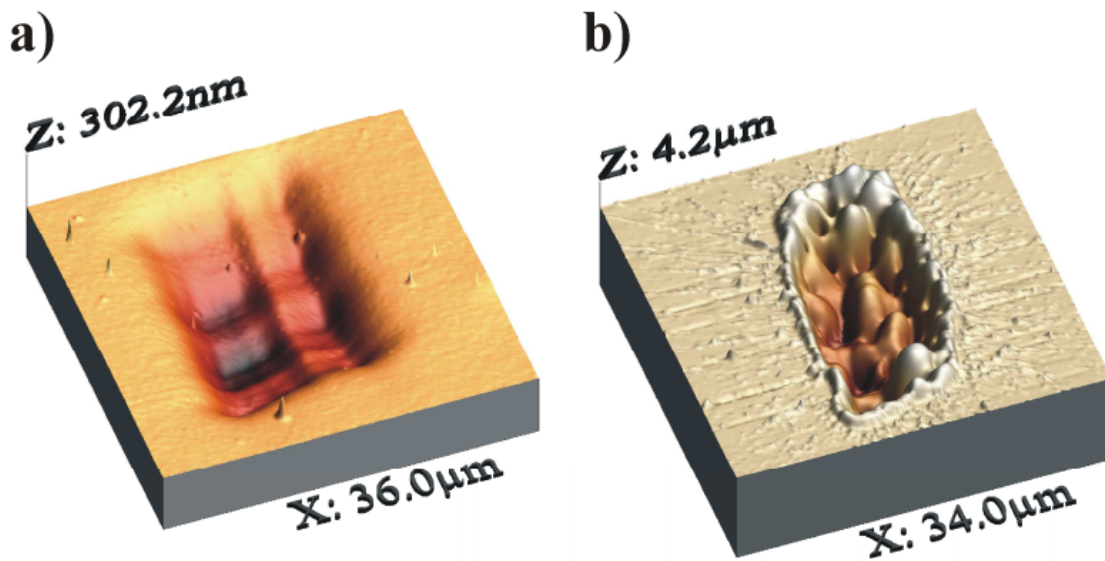
Ablace nekovových pevných látek indukovaná jedním impulzem laserového UV záření byla v článku [58] definována, jako jev, při kterém dochází k odstranění více jak poloviny povrchové monovrstvy. Při desorpci je naopak odstraněna méně jak polovina povrchové monovrstvy. Toto kritérium bylo dále modifikováno na jednotlivé impulzy měkkého rtg. záření v článku [59], kde byly zároveň prezentovány výsledky prvního pozorování desorpce indukovaného jedním impulzem měkkého rtg. záření generovaného FEL. Desorpce je v měkkém rtg. oboru o řád účinnější, než pro UV a k poškozování povrchů vzorků zde přispívají i změny optických parametrů materiálů v důsledku strukturálních a chemických změn indukovaných rtg. zářením [59]. AFM snímek otisku jednoho impulsu laserového svazku FEL zdroje FLASH ( $\lambda = 21,7$  nm,  $\tau \sim 20$  fs,  $E \approx 10$   $\mu$ J) fokusovaného eliptickým zrcadlem na povrch 500 nm široké vrstvy PMMA (polymethylmethakrylát) nanesené na křemíkovém substrátu je na Obr. 2.1a). Lze vidět režimy desorpce a ablace dále vyobrazené v příčném řezu na Obr. 2.1b), kde jsou naměřená data proložena modelovou funkcí odvozenou v práci [19]. Mezi oblastí ablace a desorpce se nachází přechodný (*intermediate*) režim, jež je výsledkem kombinace obou procesů a který se vyznačuje o 4 (oproti desorpci) a 2 řády (oproti ablaci) vyšší indukovanou drsností povrchu [59]. Pozorovaná změna morfologie povrchu vzorku PMMA probíhala převážně pomocí netepelných procesů, tj. přímého štěpení vazeb molekulárního řetězce PMMA energetickými fotony [19].



Obrázek 2.1: (a) AFM snímek imprintu laserového svazku FEL zdroje FLASH ( $\lambda = 21,7$  nm,  $\tau \sim 20$  fs,  $E \approx 10$   $\mu$ J) v PMMA a (b) řez profilem kráteru [19].

Pomocí desorpčně-ablačního modelu odvozeného v [19] a v Obr. 2.1b) použitého k proložení dat, se došlo závěru, že v desorpčním režimu je profil krátera přímo úměrný příčnému profilu svazku, jež ho vytvořil. V ablačním režimu je naopak profil krátera přímo úměrný přirozenému logaritmu příčného profilu svazku. Předpokladem je zde gaussovský profil svazku, lokální odezva materiálu a zanedbání tepelných mechanismů ablace PMMA [19]. Tato teorie je základem charakterizace XUV/rtg. laserových svazků pomocí ablačních nebo desorpčních imprintů v PMMA. Na základě metod ablačních nebo desorpčních otisků, případně morfologie ablačního krátera lze stanovit parametry ozářeného materiálu (atenuační (absorpční) délka a ablační práh) a laserového svazku (plocha stopy svazku a jeho příčný a podélný profil) [19].

Na rozdíl od ablační metody zobrazuje desorpční kráter celý svazek a to z důvodu, že ablace je prahový proces. Na druhou stranu vyžadují desorpční metody akumulaci mnoha pulzů a tedy velmi stabilní svazek. Vzniklý otisk pak zobrazuje střední profil fluence a může být příčně rozšířený. Velkou výhodou desorpce v PMMA je její mnohem širší spektrální rozsah použitelnosti. Ablací otisky pro charakterizaci XUV/rtg. svazků jsou generovány jedním nad prahovým impulzem a zobrazují reálný profil svazku [19]. Příklad desorpčního a ablačního otisku v PMMA vytvořené stejným zdrojem záření (FEL,  $E = 830$  eV) jsou na Obr. 2.2. V desorpčním kráteru vzniklým akumulací  $\sim 300$  pulzů lze vidět jemné struktury způsobené nedokonalostí fokusační optiky, v ablačním kráteru nerozeznatelné. Použitelnost každé metody se tak odvíjí od konkrétních parametrů laserového svazku. Více viz [19], případně [59–62].



Obrázek 2.2: (a) Desorpční otisk vzniklý akumulací 300 pulzů laserového svazku FEL o energii fotonu 830 eV v PMMA a (b) ablační otisk v PMMA vytvořený jedním impulzem stejného zdroje záření [19].

V bakalářské práci [12] byla metoda ablačních otisků v PMMA, spolu s NoReFry (*Nonlinear Response Function recovery*) algoritmem [63], použity ke stanovení příčného profilu (kaustické křivky) laserového svazku XUV CDL. Pro účely určení fluenčních prahů vzniku nevratných poruch na povrchu kovových a keramických vzorků jsme zvolili metodu založenou na analýze iontové emise. Omezení použitelnosti metod ablačních a desorpčních otisků plyne z dalších předpokladů použitých při jejich odvození [19]. Důležitá je například atenuační délka záření v materiálu, od které se odvíjí i výsledná drsnost povrchu. V některých případech je drsnost povrchu pro efektivní rekonstrukci svazku příliš vysoká; struktura některých nehomogenních povrchů (pěny a mikro-, či nano-struktury) navíc identifikaci kráterů úplně vylučují. Aplikace metod ablačních a desorpčních otisků pro účely vlastních měření je dále diskutována v experimentální části této práce.

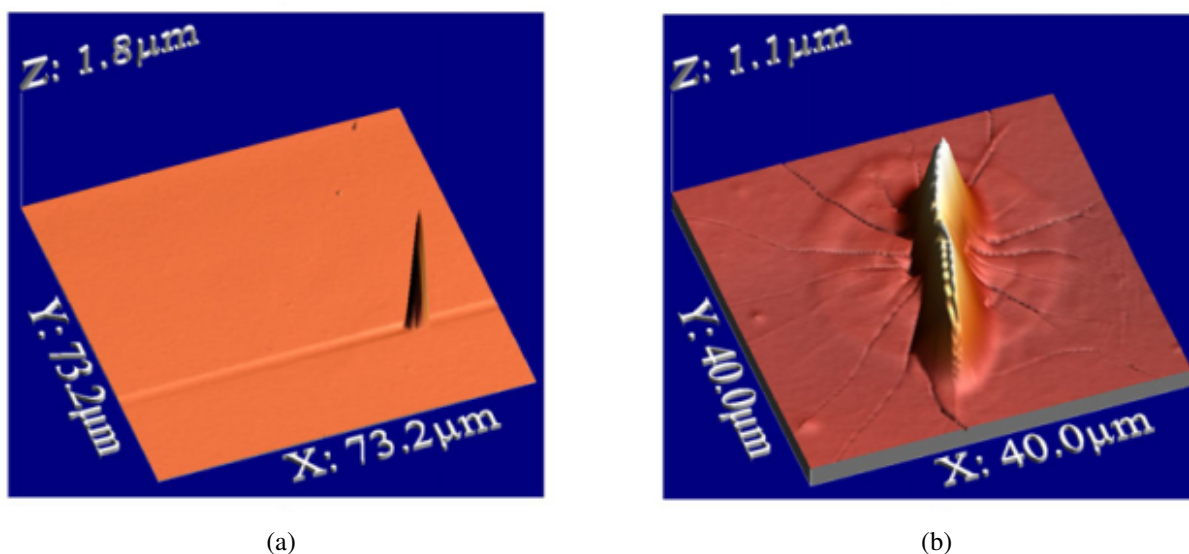


### 2.1.2 Synergický účinek XUV/rtg. a UV-Vis-IR záření

Zvýšená účinnost povrchových modifikací indukovaných dlouhovlnnými UV-Vis-IR lasery vlivem synergického působení tohoto neionizujícího záření, spolu s ionizujícím krátkovlnným XUV/rtg. byla prozkoumána v teoretické části bakalářské práce [12]. Závěrem zde bylo, že tvorbou volných nosičů náboje na povrchu ozařovaného vzorku vybuzených XUV/rtg. svazkem, lze umocnit míru absorpce a poškození povrchů dlouhovlnným UV-Vis-IR. Byly prozkoumány výsledky ozařování molekulárních a kovalentně vázaných pevných látek - PMMA [64–66] a amorfního uhlíku (a-C, *amorphous carbon*) [46, 65] a plynného molekulárního jódu [67]. Podnětem ke studiu synergického účinku záření většiny výše zmíněných experimentů byla jeho aplikace pro tvorbu mikrostruktur v materiálech průhledných pro UV-Vis-IR (látky s širokým zakázaným pásem), případně zvýšení efektivity absorpce. Následující text stručně shrnuje výsledky těchto článků. Vliv jevů současného působení záření na termomechanickou zátěž povrchových vrstev vnitřních stěn ICF reaktorů je dále diskutován v experimentální části práce. Vědecké práce přímo věnované této problematice se nám nalézt nepodařilo.

Ke studiu současného účinku ionizujícího a neionizujícího záření na změnu morfologie povrchu pevných látek (PMMA a a-C) byly použity buď plazmové zdroje emitující jak XUV/rtg. laserový svazek, tak dlouhovlnnou emisi horkého a hustého plazmatu [66, 68] nebo generování vysokých harmonických (HHG) Ti:Sa laseru [64, 65]. Samostatné působení jednotlivých složek, jejichž fluence ležely značně pod prahem ablace, bylo srovnáno se synergickým účinkem obou složek o stejných parametrech. Ve všech citovaných pracích byl pozorován vznik nevratných poruch indukovaných složeným svazkem o fluenci daleko pod prahem ablace.

Výsledky ozařovacích experimentů PMMA z článku [65] lze vidět na mikroskopických snímcích na Obr. 2.3. Zde šlo o vzorek složený z 500 nm silné vrstvy PMMA nanesené na křemíkové destičce tloušťky 315  $\mu\text{m}$ . Detailní AFM snímek povrchu vzorku vystaveného jednomu impulzu samostatného Vis-NIR svazku (první a druhá harmonická Ti:Sa laseru;  $\lambda = 820/410$  nm,  $F = 45/18$  mJ/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 32$  fs) na Obr. 2.3a nevykazuje žádné viditelné poruchy. Ostrá hrana a rýha na AFM snímku pravděpodobně pochází od nečistoty detekované hrotem mikroskopu. Jeden impulz složeného svazku XUV/Vis-NIR (1., 2. a 38. harmonická Ti:Sa laseru;  $\lambda = 820/410/21$  nm,  $F = 45/18/0,3$  mJ/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 32$  fs) již vytvořil nevratnou změnu morfologie povrchu PMMA viditelnou na AFM snímku na Obr. 2.3b.

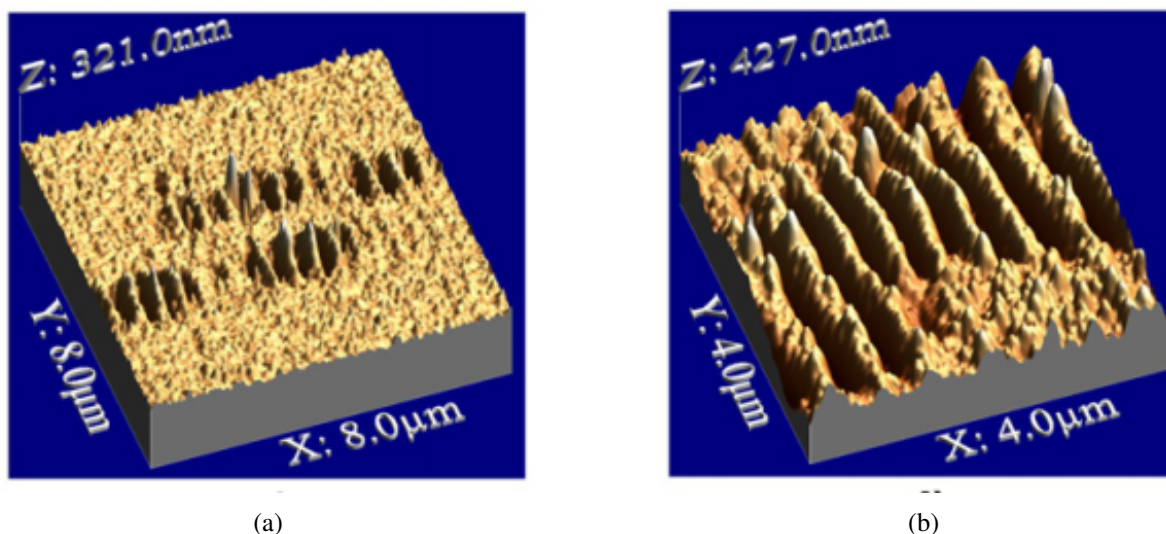


Obrázek 2.3: AFM snímky vzorku 500 nm vrstvy PMMA nanesené na křemíkové destičce tloušťky 315  $\mu\text{m}$  ozářené jedním impulzem (a) Vis-NIR záření ( $\lambda = 820/410$  nm,  $F = 45/18$  mJ/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 32$  fs) a (b) XUV/Vis-NIR ( $\lambda = 820/410/21$  nm,  $F = 45/18/0,3$  mJ/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 32$  fs) [65].



Podobné experimenty studující navíc vliv akumulace mnoha pulzů, jež byly popsány v článku [64], došly stejného závěru, tedy že synergický účinek ionizujícího a neionizujícího záření s podprahovou fluencí vede na vznik nevratných poruch na povrchu tenké vrstvy PMMA. Tento závěr dále potvrzují experimenty z [66], kde bylo na 1 mm silné vrstvě PMMA pozorováno 20 – 30 % navýšení úbytku materiálu působením nefiltrovaného XUV/Vis-NIR záření z plazmového zdroje buzeného Nd:YAG laserem, oproti případu ozařování svazkem s efektivně odfiltrovanou dlouhovlnnou složkou.

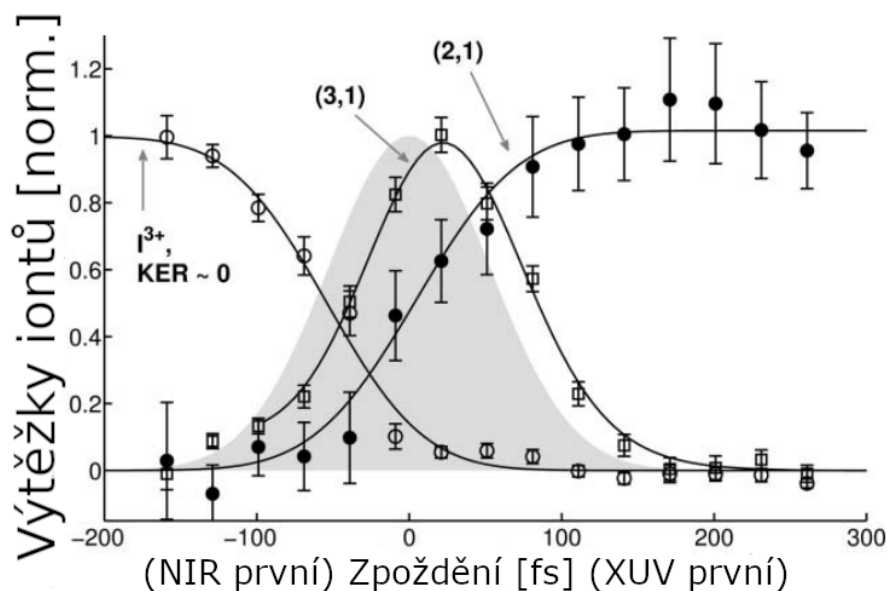
Ještě větší efekty současného působení krátkovlnného a dlouhovlnného záření byly pozorovány na vzorcích amorfního uhlíku. Mikroskopické snímky prezentující tyto výsledky z článku [65] jsou na Obr. 2.4. Zde byla použita stejná metodika a zdroj záření, jako byla popsána výše pro PMMA. Ozařovaným vzorkem byla vrstva a-C tloušťky 890 nm, nanesená na křemíkový (*bulk*) substrát. Minimální změny morfologie povrchu vzorku zobrazuje AFM snímek povrchu ozářeného 10-ti pulzy Vis-NIR záření (první a druhá harmonická Ti:Sa laseru;  $\lambda = 820/410$  nm,  $F = 45/18$  mJ/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 32$  fs) na Obr. 2.4a. AFM snímek oblasti vystavené 10-ti pulzům složeného XUV/Vis-NIR svazku (1., 2. a 38. harmonická Ti:Sa laseru;  $\lambda = 820/410/21$  nm,  $F = 45/18/0,3$  mJ/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 32$  fs) je na Obr. 2.4b. Zde lze navíc pozorovat vznik charakteristických laserem vybuzených periodických struktur LIPSS (*Laser Induced Periodic Surface Structures*) s prostorovou periodou ~550 nm. Výskyt LIPSS naznačuje tavení a-C. Projevy synergického účinku záření na povrchu a-C dále potvrzují ozařovací experimenty [46], ty využívali XUV svazek CDL a zároveň jeho nekoherentní dlouhovlnnou emisi. Vznik nevratného poškození zde byl pozorován při akumulaci několika desítek pulzů na fluenci rovné přibližně polovině energetického prahu ablace jedním impulzem.



Obrázek 2.4: AFM snímky vzorku 890 nm vrstvy a-C nanesené na křemíkovém substrátu ozářené deseti pulzy (a) Vis-NIR záření ( $\lambda = 820/410$  nm,  $F = 45/18$  mJ/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 32$  fs) a (b) XUV/Vis-NIR ( $\lambda = 820/410/21$  nm,  $F = 45/18/0,3$  mJ/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 32$  fs) [65].

V neposlední řadě zmiňme projevy synergického účinku pozorované v plynném vzorku molekulárního jódu, při jeho ozařování sčasovanými svazky FEL a Ti:Sa laseru [67]. Pro různé hodnoty vzájemného zpoždění jednotlivých laserových zdrojů byl pozorován různý výtěžek iontů. Lokální maximum výtěžku iontů při nulovém zpoždění naznačuje na projev specifického mechanismu zvýšeného účinku současně působícího ionizujícího a neionizujícího záření i v plynném prostředí. Tuto skutečnost lze vidět v grafu na Obr. 2.5, vyobrazující výtěžky iontů v závislosti na zpoždění mezi jednotlivými laserovými svazky. Použité symboly a čísla v závorkách značí jednotlivé ionizační, excitační, relaxační a další jevy buzené XUV svazkem FEL nebo NIR zářením Ti:Sa

laseru. V případě nulového zpoždění se projevuje mechanismus (3,1), kdy XUV záření vytváří ionizované a excitované molekuly  $I_2^{2+**}$ , které jsou NIR zářením dále ionizovány na  $I_2^{3+**}$ . Pro podrobnější výklad viz původní článek [67].



Obrázek 2.5: Výtěžky iontů v závislosti na zpoždění mezi krátkovlnným a dlouhovlnným zářením. Jednotlivé symboly a křivky značí různé procesy buzené XUV nebo NIR svazkem nebo jejich synergickým účinkem. Šedě je vyznačeno ideální překrytí pulzů obou laserů s nulovým vzájemným zpožděním [67].

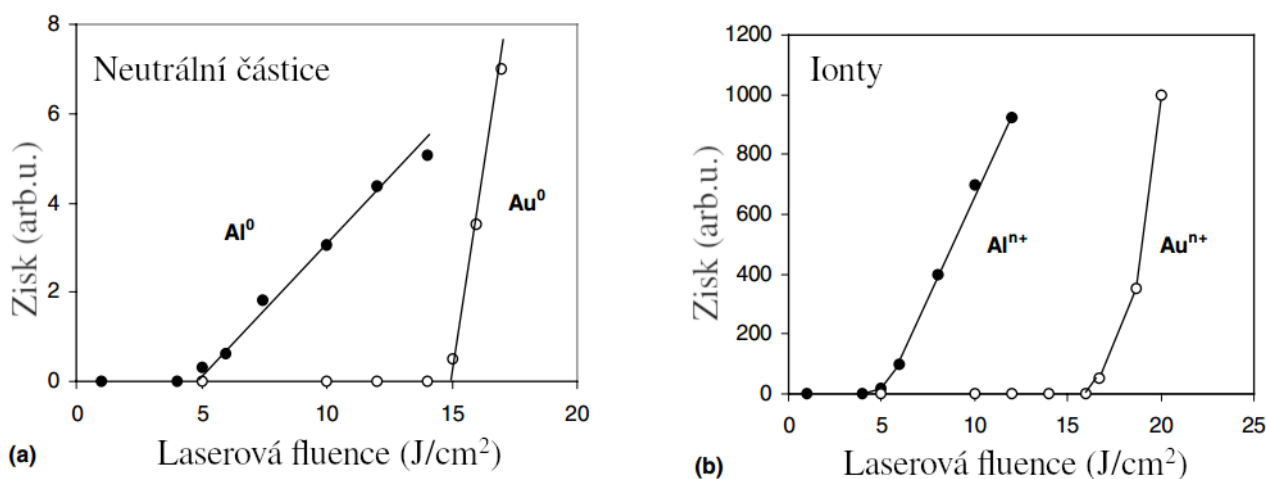
Zatím neexistuje kompletní teoretický model vysvětlující povahu a průběh všech jevů zodpovědných za zvýšenou účinnost vzniku nevratných změn morfologie povrchu současným působením ionizujícího a neionizujícího záření. V pevných látkách jsou tyto výsledky interpretovány na základě zvýšení absorpce dlouhovlnného záření z důvodu generace volných nosičů náboje krátkovlnným zářením; absorpce zvyšuje teplotu povrchu vzorku a dále umocňuje poškození materiálu indukované ionizujícím zářením [64].

V bakalářské práci bylo na základě rešerše relevantní literatury podáno následující vysvětlení jevu synergického účinku ionizujícího a neionizujícího záření na PMMA [12]: „Dopadem XUV záření na PMMA dochází v tomto dielektriku ke generaci nositelů náboje, protože zde působí energetické fotony, tedy ionizující záření. Tím se materiál jakoby „metalizuje“ a může absorbovat dlouhovlnné záření podle Drudeovy teorie. Tak XUV ozáření zvyšuje absorpci optického záření (obecně v dielektriku); především přechodně, dojde-li ovšem k záchytu nositelů náboje v poruchách krystalu, reprezentovaných povolenými stavy v zakázaném pásmu, může být zvýšení lineární absorpce dlouhovlnného záření i trvalejší (jde o tvorbu barevných center). To se projeví snížením energetického prahu poškození v porovnání s účinky konvenčního dlouhovlnného laserového záření. Uplatňuje se spíše přechodný mód existence uvolněných nositelů náboje, protože sledujeme účinek velmi krátkých impulzů ionizujícího a neionizujícího záření, které se téměř dokonale překrývají v prostoru i v čase.“

### 2.1.3 Iontová emise indukovaná XUV/rtg. zářením

Ablace pulzním laserem je doprovázena emisí materiálu z povrchu ozářeného vzorku. Uvolněné částice se vyznačují určitou mírou ionizace a poblíž povrchu tak vytváří oblak plazmatu. Vzniklé plazma pak může dále přispívat k tavení, úbytku materiálu a další ionizaci emitovaných částic. Průběh interakce a vlastnosti vzniklého plazmatu (teplota, hustota, míra ionizace a celkové zastoupení iontů) závisí na materiálu vzorku (absorpční délce), morfologii jeho povrchu a parametrech laserového záření (zejména vlnové délce a energii, délce a počtu pulzů) [69].

V článku [69] byly prozkoumány energetické prahy emise neutrálů a iontů z 1 mm silných vzorků (Al, Ti, Ni, Cu, Nb, Sn, Ta, W, Au, Pb). Zdrojem záření zde byl Nd:YAG laser ( $\lambda = 1064$  nm,  $\tau = 9$  ns,  $E \leq 900$  mJ,  $I \leq 2,5 \times 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup>). Působením infračerveného záření Nd:YAG laseru byla pozorována emise neutrálů i iontů od téměř stejných (prahových) hodnot fluencí. IR záření předává energii volným elektronům a uvolňování částic z povrchu kovových vzorků pak zprostředkovávají hlavně elektron-elektronové interakce [69]. V případě energetičtějšího UV záření je mechanismus emise částic a tedy jejich parametry odlišné, zde jde zejména o foton-elektronové interakce [69]. Příklad závislosti zisku neutrálů a iontů pro hliníkový a zlatý terčik na fluenci IR laseru jsou v grafech na Obr. 2.6. Lze vidět lineární závislost zisku neutrálních částic na laserové fluenci a téměř exponenciální růst v případě iontů.



Obrázek 2.6: Zisk neutrálů (a) a iontů (b) z Al a Au vzorků ozářovaných infračerveným Nd:YAG laserem ( $\lambda = 1064$  nm,  $\tau = 9$  ns,  $E \leq 900$  mJ,  $I \leq 2,5 \times 10^{10}$  W/cm<sup>2</sup>) [69].

Prahy emise neutrálních částic z Al a Au pak vychází 5,0 J/cm<sup>2</sup> a 15,0 J/cm<sup>2</sup>, resp. 4,6 J/cm<sup>2</sup> a 16,0 J/cm<sup>2</sup> pro ionty. Se započítáním reflektivity těchto vzorků pro záření vlnové délky  $\lambda = 1064$  nm jsou fluenční prahy Al a Au  $F_{\text{thrs}}^0 = 0,15$  J/cm<sup>2</sup> pro neutrály (stejně), resp.  $F_{\text{thrs}}^{n+} = 0,14$  J/cm<sup>2</sup> a  $F_{\text{thrs}}^{n+} = 0,16$  J/cm<sup>2</sup> pro ionty. Při stejných experimentálních podmínkách získali autoři [69] odpovídající prahové hodnoty pro emisi neutrálů ( $F_{\text{thrs}}^0 = 1,31$  J/cm<sup>2</sup>) a iontů ( $F_{\text{thrs}}^{n+} = 1,40$  J/cm<sup>2</sup>) z wolframu. Emise iontů ze silného wolframového vzorku byla prozkoumána ve velmi podobném experimentu v článku [70]. Prahová energie emise wolframových iontů byla stanovena na 3,27 J/cm<sup>2</sup>. Pozorovaná vícenásobná ionizace (do W<sup>5+</sup> zde byla přisouzena postupné srážkové nebo vícefotonové ionizaci).

Iontová emise z wolframového terče byla pozorována již v roce 1966 [71]. Zde byl použit rubínový laser schopný dodávat nanosekundové pulzy o špičkovém výkonu 6 MW a hustotě výkonu v rozsahu 20 – 70 MW/cm<sup>2</sup>. I přes to, že intenzity laserového záření nedostačovaly k výraznému poškození povrchu, byla pozorována emise wolframových iontů a různých ionizovaných částic a molekul zachycených na jeho povrchu.

Nejvíce zastoupené byly ionty draslíku, sodíku a wolframu. Alkalické kovy ve struktuře wolframu pochází z jeho zpracování a výroby. Měření s kvadrupólovým spektrometrem, schopným detekovat neutrální částice, navíc naznačují, že ionty zde tvoří jen velmi malý zlomek všech emitovaných částic. Emise částic byla v článku [71] popsána ohřevem materiálu a jeho vypařováním vlivem působení slabě ionizovaného plazmatu vzniklého na povrchu vzorku. Část nanosekundového impulzu vytváří plazma, část se v něm procesem kolizního čerpání (inverzního brzděného záření) absorbuje.

Emise iontů a vznik poruch na povrchu vzorku úzce souvisí s vlnovou délkou záření, od které se odvíjí mechanismus interakce záření s látkou, absorpční délka a tedy hodnota energetické prahu emise iontů či vzniku nevratných poruch. Kratší vlnové délky XUV a měkkého rtg. v porovnání s UV-Vis-IR tak znamenají kratší absorpční délky a obecně nižší energetické prahy v této oblasti spektra. Nelze tedy pro popis účinků XUV/rtg. vycházet z mechanismů pro IR záření popsaných výše. Hlavním rozdílem produkce iontů XUV zářením oproti UV-Vis-IR bude pravděpodobně přímá ionizace atomů vzorku energetickými fotony laserového svazku [72].

Iontová emise z tenkých terčů působením XUV záření byla prozkoumána a popsána v rámci článku [72]. Konkrétně šlo o 0,1 – 1 mm silné vzorky (Al, Cu, Fe, Ni, Si, GaAs, PMMA) vystavené záření FEL FLASH2 ( $\lambda = 13,5$  nm,  $\tau = 100$  fs,  $E = 10 - 100$   $\mu$ J,  $I \approx 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>). Charakteristiky emitovaných iontů závisí hlavně na atenuační (absorpční) délce laserového svazku ve zvolených vzorcích, jeho profilu energetického rozdělení, délce jednotlivých pulzů a energii fotonů. Celková povaha interakce záření s látkou je nicméně výsledkem mnoha obtížně kvantifikovatelných parametrů povrchu vzorků, jejich morfologie a výskytu defektů, adsorpci kontaminantů a jejich chemických vazeb atd.

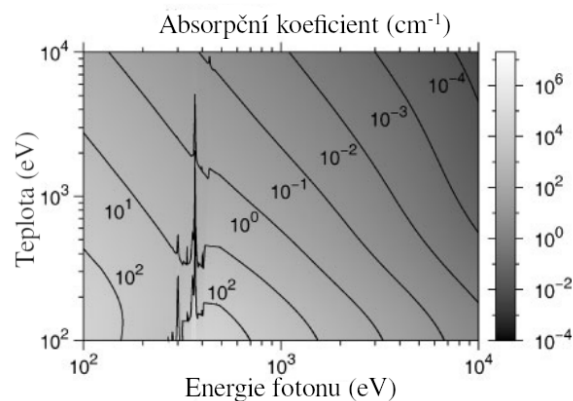
Negausovský profil fluence fokusovaného svazku FEL byl charakterizován metodou f-scanu a pomocí No-ReFry algoritmu. Z pozorování vyplynulo, že větší část pomalých iontů (nesoucích vyšší náboj) pocházela z mělkých kráterů kolem ohniska, zatímco z oblasti ohniska byly emitovány spíše lehčí, rychlejší ionty. Hodnoty absorpčních délek laserového svazku v materiálu zvolených vzorků se pohybovaly v rozmezí desítek až stovek nm. K absorpci záření, ablaci a vzniku plazmatu tak docházelo v nejvrchnějších atomárních vrstvách. S rostoucí hodnotou absorpční délky klesá hustota deponované energie a ohřev ozářené části vzorku a tedy i efektivita produkce iontů [72]. Od délky pulzu se odvíjí mechanismus disipace energie záření v látce a urychlování iontů z jeho povrchu. Projevy materiálové ablace se pohybují na časových škálách desítek ps a v případě fs pulzů tedy nedochází k interakci záření se vzniklým plazmatem. Ionty se do vakua šíří rychlostí expanze plazmatu, tj. závisí na teplotě iontů. V případě nanosekundových pulzů UV záření je hlavním mechanismem urychlování iontů materiálu elektrostatické pole generované volnými elektrony unikající z plazmatu. Z toho plyne asi o dva řády vyšší teplota iontů produkovaných femtosekundovými pulzy XUV záření, nanosekundové pulzy UV naopak vedou na  $\sim 10^7$  krát vyšší iontový zisk [72]. Kinetické energie iontů produkovaných XUV svazkem FEL byly 20× větší, než ze srovnatelných experimentů s Ti:Sa laserem ( $\lambda = 800$  nm,  $\tau = 160$  fs,  $E = 600$   $\mu$ J [72]). V experimentech s XUV zářením FEL byla většina emitovaných iontů materiálu vzorku termálních, tj. expandovaly do vakua stejnou rychlostí, jako samotné plazma. Naopak ionty zejména prvků adsorbovaných na povrchu vzorku (např. uhlovodíky) byly urychleny na mnohem vyšší rychlosti elektrostatickým potenciálem generovaným rychlými elektrony opouštějící expandující plazma [72].

Studium produkce iontů může být relevantní např. pro zvýšení proudu a celkového náboje iontů v radiofrekvenčních urychlovačích synchrotronů [69]. V následujícím textu této práce je iontová emise podstatná zejména pro studium vzniku nevratných poruch na povrchu kovových a nekovových terčů. Na základě extrapolace iontové emise jsou v experimentální části stanoveny charakteristické prahy vzniku těchto poruch na povrchu různých vzorků vystavených intenzivním XUV pulzům CDL (4.2). Analýza iontového zisku také posloužila k nalezení optimální pozice ohniska, která by měla odpovídat maximu zisku jedenkrát ionizovaných atomů materiálu vzorku (3.2.3).

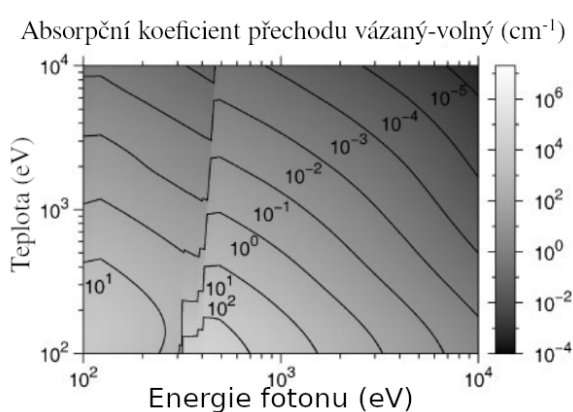
### 2.1.4 Tepelné účinky energetického záření & vliv teploty vzorků na ozařovací podmínky

Již výše bylo pojednáno o nárůstu teploty absorpcí XUV/rtg. záření. Energetické fotony interagují s elektrony vnějších i vnitřních slupek. Dochází k ohřevu povrchové a tenké podpovrchové vrstvy, přičemž hustota deponované energie záření se řídí převážně absorpční délkou, v konkrétním materiálu určenou energií fotonů. Nárůst teploty elektronů a iontů vlivem záření dostatečně vysokých fluencí, pak způsobuje významnou změnu absorpce a transportu záření v materiálu [48]. Znalost povahy interakce energetického záření s ohřátým materiálem je relevantní nejen pro studium termomechanických účinků záření na materiály vnitřních stěn ICF reaktorů, ale i v problematice poškozování optických elementů krátkovlnných laserů, či XUV litografii [13].

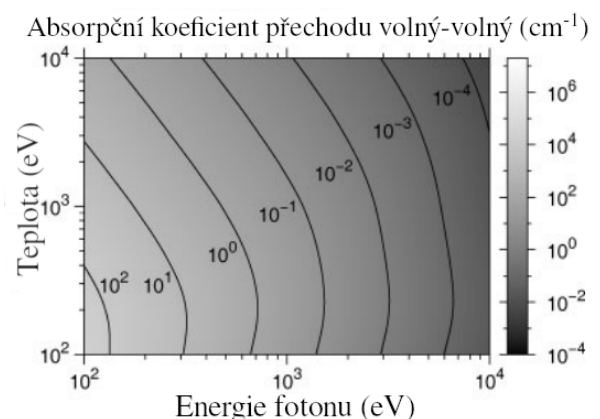
Vývoj absorpčního koeficientu v závislosti na teplotě pro grafitu podobný uhlík o hustotě  $2,2 \text{ g/cm}^3$  je na Obr. 2.7. Data z numerických simulací vychází z předpokladu lokální termodynamické rovnováhy (elektronů a iontů). Na Obr. 2.8 a Obr. 2.9 jsou poté složky tohoto absorpčního koeficientu reprezentující absorpci na elektronových stavech vázaný-volný a volný-volný. Vázaný-volný přechod je fotoionizace. Pokles absorpčního koeficientu na vázaných stavech lze vysvětlit úbytkem počtu vázaných elektronů s rostoucí teplotou [48]. V případě přechodu volný-volný jde o kolizní čerpání (inverzní *Bremsstrahlung*), které je obecně účinnější při nižších elektronových teplotách, vysokých hustotách elektronů a malých energiích fotonů [48].



Obrázek 2.7: Vypočtená spektrální závislost absorpčního koeficientu uhlíku na teplotě [48].



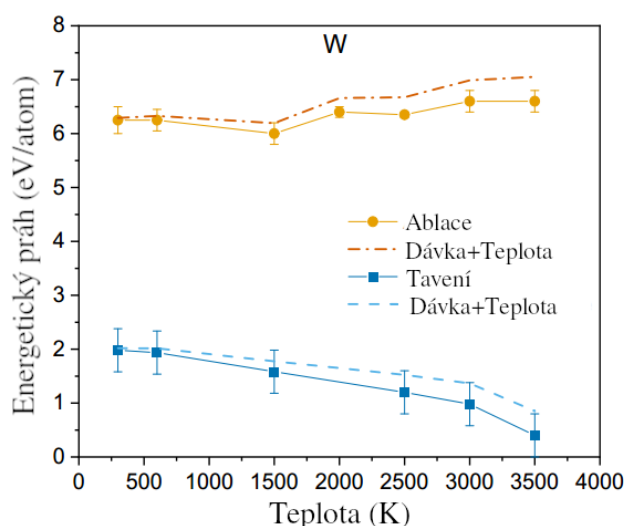
Obrázek 2.8: Vypočtená spektrální závislost složky absorpčního koeficientu přechodu volný-vázaný na teplotě pro uhlík [48].



Obrázek 2.9: Vypočtená spektrální závislost složky absorpčního koeficientu přechodu volný-volný na teplotě pro uhlík [48].

Absorpcí XUV/rtg. dochází primárně k excitaci vázaných elektronů a následné produkci volných elektronů pomocí sekundárních kaskád a Augerova jevu [13]. Volné elektrony ve vodivostním pásu následně iniciují tepelné nebo netepelné účinky v ozářeném materiálu. Nepružné srážky elektronů s atomy a ionty zvyšují teplotu iontů a způsobují ohřev materiálu, až jeho tavení. Netepelné efekty se projevují v důsledku rychlé změny pozic elektronů a tedy potenciální energie mnoha atomů krystalické mřížky látky. Je-li počet těchto přechodů dostatečně velký dojde k destabilizaci krystalické mřížky, narušení vazeb a tzv. netepelnému tavení [73]. Ke studiu těchto jevů ve zvolených materiálech (wolfram, diamant, křemík a PMMA) byl v článku [13] použit kód XTANT-3 (*X-ray-induced Thermal And Nonthermal Transitions*) a TREKIS-4. Simulován byl účinek záření o energii fotonu 92 eV a délce pulzu 5 ps nebo 10 fs.

Výsledky pro 2 nm silný wolframový vzorek jsou v grafu na Obr. 2.10. Procesy tavení jsou zde téměř výhradně tepelné, netepelné účinky jsou zodpovědné za materiálovou ablaci wolframu [13]. Modře jsou vyznačeny energetické prahy tavení a oranžově prahy materiálové ablace. Přerušovaná čára značí hodnoty těchto prahů se započítáním kinetické energie přehřevu vzorku. Tavení bylo studováno pomocí pulzů délky 5 ps, pro studium ablace byly simulovány účinky ultrakrátkých 10 fs pulzů. Energetický práh tepelného tavení wolframu s teplotou vzorku klesal. Materiálová ablace (jako netepelný proces) se vyznačovala slabou závislostí na teplotě, nárůst prahu lze přisoudit poklesu (disipaci) tlaku nataveného wolframu [13].

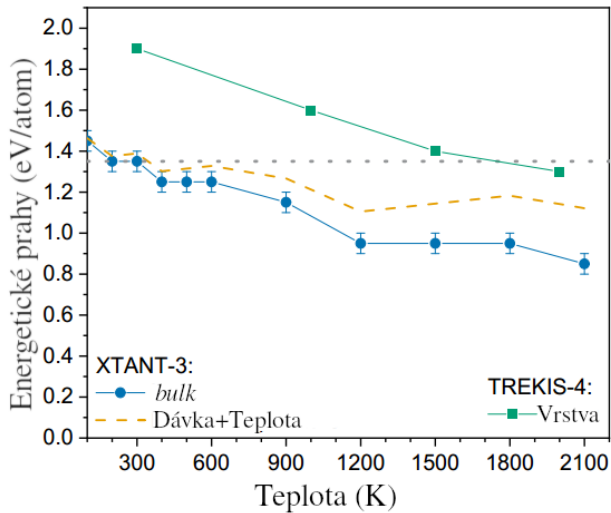


Obrázek 2.10: Závislost energetického prahu tavení a materiálové ablace wolframového vzorku. Přerušovaná čára značí hodnoty těchto prahů se započítáním kinetické energie přehřevu materiálu. [13].

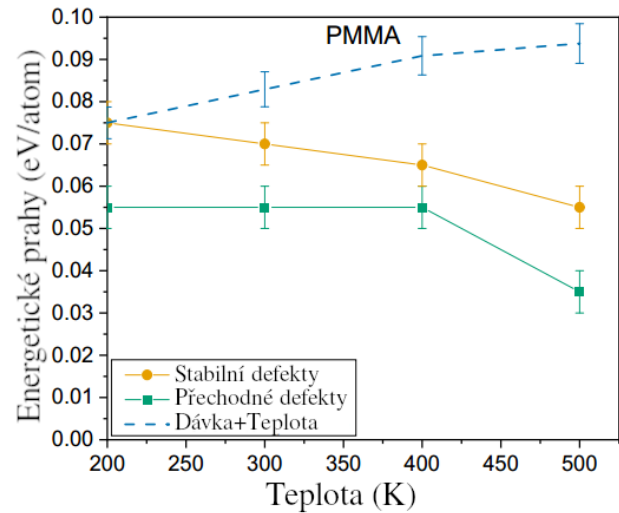
Výsledky simulací interakce záření s materiály relevantními pro XUV/rtg. optiku (diamant, PMMA a křemík) jsou v grafech na Obr. 2.11, Obr. 2.12 a Obr. 2.13. Pokles energetických prahů vzniku nevratných poruch na povrchu diamantového terče s rostoucí teplotou (Obr. 2.11) je přisuzován synergickému účinku termálních a netermálních jevů. Podobným způsobem se chovají simulace se silným (*bulk*) terčem (vyznačeny modře) i tenkým diamantem (zeleně). Absolutní hodnota poklesu energetického prahu vzniku poruch v PMMA s rostoucí teplotou je relativně malá (Obr. 2.12). Vznik poruch v organických polymerech je totiž řízen hlavně netepelnými procesy. Nárůst prahových hodnot s teplotou (přerušovaná čára na Obr. 2.12) značí, že přehřev přispívá k obnově přechodných jevů indukovaných energetickým zářením. Tepelné projevy v PMMA mohou být významné na delších časových škálách (simulovány byly řádově pikosekundy). V závislosti na deponované dávce záření dochází v křemíku ke dvěma možným fázovým přechodům. Jde o tepelný přechod do přechodného stavu kapaliny nízké hustoty (LDL, *low-density liquid*) nebo přechod do husté kapaliny (HDL, *high-density liquid*),



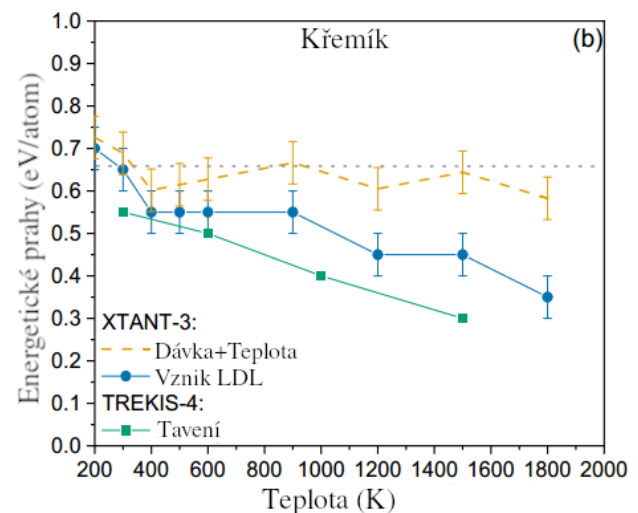
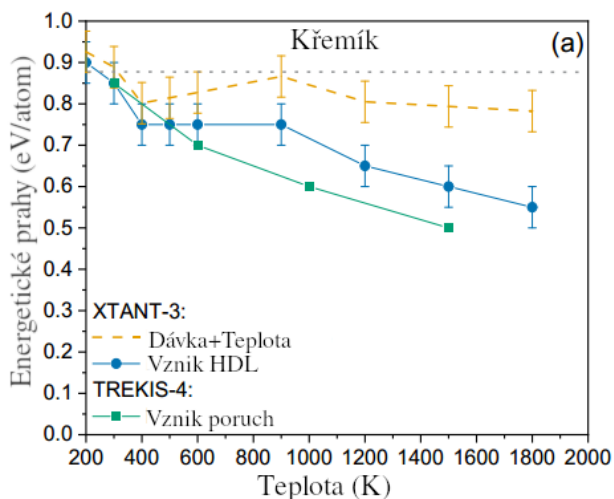
kombinací tepelných a netepelných procesů. Při HDL přechodu (Obr. 2.13 vlevo) se projevuje podobný účinek tepelných a netepelných jevů, jako v případě diamantového vzorku. Vývoj energetického prahu s teplotou pro LDL přechod je v grafu na Obr. 2.13 vpravo.



Obrázek 2.11: Závislost energetického prahu vzniku nevratných poruch na teplotě v silném diamantovém terči (modře) a tenké vrstvě (zeleně). Přerušovaná čára značí hodnoty těchto prahů se započítáním kinetické energie předehřevu materiálu (pro silný terč). Tečkovaně je vyznačen energetický práh za laboratorní teploty [13].



Obrázek 2.12: Závislost energetického prahu vzniku nevratných poruch na teplotě v PMMA. Vznik přechodných poruch je vyznačen zeleně, oranžové body korespondují vzniku stabilních poruch. Přerušovaná čára značí hodnoty těchto prahů se započítáním kinetické energie předehřevu materiálu [13].



Obrázek 2.13: Závislost energetického prahu vzniku nevratných poruch na teplotě v křemíkovém terči pro (a) HDL a (b) LDL přechod. Modře jsou vyznačeny výsledky simulace kódu XTANT-3, zelené body přísluší kódu TREKIS-4. Přerušovaná čára značí hodnoty těchto prahů se započítáním kinetické energie předehřevu materiálu. Tečkovaně je vyznačen energetický práh za laboratorní teploty [13].



## 2.2 Materiály navrhované pro konstrukci vnitřních stěn ICF reaktorů

V posledních třech letech došlo k několika velmi významným průlomům ve fyzice inerciální fúze (ICF, *Inertial Confinement Fusion*). Přední výzkum probíhá v laboratořích po celém světě, s největšími dedikovanými středisky v kalifornském NIF (*National Ignition Facility*) spadajícím pod LLNL (*Lawrence Livermore National Laboratory*) a francouzském LMJ (*Laser Mégajoule*) vybudovaném organizací CEA (*Le Commissariat à l'Énergie Atomique et aux énergies alternatives*).

Významným mezníkem studia fyziky ICF byl experiment v NIF z 8. srpna 2021, kdy bylo poprvé splněno Lawsonovo kritérium, udávající podmínky pro dosažení energetického zisku fúzní reakce. Šlo v podstatě o překonání kritériální rovnice vědeckého vyrovnání. Tento termín používaný spíše ve fyzice tokamaků znamená, že fúzní výkon překoná výkon externího ohřevu. Modifikacemi parametrů laserových svazků, dutinky konvertující infračervené záření na rtg. (tzv. hohlraumu) a palivové pelety, bylo tehdy generováno 1,37 MJ energie z fúzního plazmatu deuterium tritiové pelety [74–76]. Při energii laserového ohřevu 1,92 MJ tak celkový zisk terče (pelety a hohlraumu) činil 0,72 [76]. Nelze tedy mluvit o dosažení zapálení ve smyslu produkce větších energií, než je ztrátovými procesy disipováno. Zapálením se v kontextu ICF myslí dosažení stavu, kdy je samo-ohřev plazmatu větší, než součet všech ztrátových procesů [77]. Nutnou (nikoliv postačující) podmínkou zapálení je jednotkový zisk terče, tedy skutečnost, že poměr energie produkované termojadernými reakcemi a energie výkonového laserového ohřevu je roven jedné.

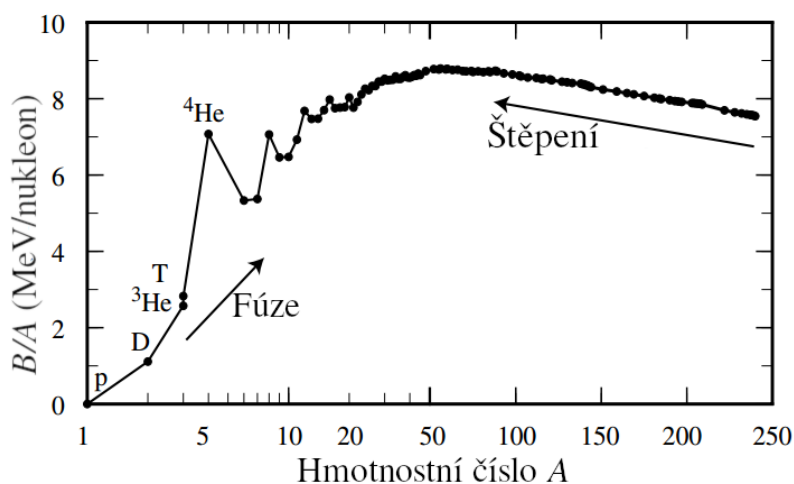
Prvního zapálení fúzního paliva bylo dosaženo 5. prosince 2022. Při energii laserového ohřevu 2,05 MJ bylo produkováno 3,1 MJ fúzní energie, tj. zisk terče byl  $\sim 1,5$  [78]. Experimenty s vysokým ziskem terče byly již zopakovány a dokonce i překonány. Zapálení se v NIF podařilo dosud celkem čtyřikrát. Zatím rekordní zisk fúzních reakcí je 3,88 MJ (při energii laserových systémů ohřevu 2,05 MJ) [79]. Nejnovější rekord pochází z 30. října minulého roku, kdy bylo dosaženo zatím nejvyšší energie dopravené do terče (2,2 MJ), s celkovým ziskem z fúzních reakcí rovným 3,4 MJ [79]. Nové výsledky jsou důsledkem dalšího zdokonalování optiky, tvarování pulzů výkonných budících laserů a mnoha dalších parametrů imploze [78].

Nutno poznamenat, že dosažení vědeckého vyrovnání neznamená posun ICF do oblasti komerčního využití. Vyjma zdokonalení technologie výroby terčů, zkrácení frekvence implozí (z hodin na zlomky sekundy), implementace cyklu pro výrobu tritia, odvodu tepla a mnoha dalších, je potřeba dosáhnout tzv. inženýrského vyrovnání. Inženýrské vyrovnání je stav, kdy hrubý výkon celé elektrárny překročí celkovou vlastní spotřebu elektrárny. Současné výsledky poskytují výkony stále o několik řádů nižší, než by bylo pro inženýrské vyrovnání potřeba. Důvodem je zejména malá konverzní účinnost systémů laserového ohřevu ( $\sim 1\%$ ).

Pro potřeby komerčně využitelných inerciálních fúzních reaktorů je klíčová také volba materiálů vnitřních stěn. Současné experimenty zaměřené zejména na fyziku ohřevu a imploze palivových pelet nevěnují této problematice přílišnou pozornost. Studium materiálové odezvy na podmínky ICF reaktorů jsou součástí laboratorních simulací zaměřených na izolované účinky dílčích jevů indukovaných např. laserovým svazkem nebo zářením vzniklým při implozi Z-pinče. Účelem následujícího textu je podat souhrn kritérií volby a materiálů navrhovaných pro vnitřní stěny zejména inerciálních fúzních reaktorů (2.2.3) a metod jejich laboratorního testování (2.2.4). Ústřední části textu předchází stručný úvod do fyziky inerciální fúze (2.2.1) a podmínek v ICF reaktoru a požadavků na materiály vnitřní stěny (2.2.2).

### 2.2.1 Fyzika inerciální fúze

Podstatou „produkce“ energie fúzními reakcemi je rozdíl hmotnosti reaktantů a produktů jaderné fúze. Například hmotnost jednoho jádra  ${}^4\text{He}$  je nižší, než hmotnost dvou jader deuteria s ekvivalentním složením (dva protony a dva neutrony). Tento rozdíl vynásobený kvadrátem rychlosti světla je vazebná energie uvolněná při fúzi lehkých jader; případně štěpení jader těžších než železo. Vývoj vazebné energie  $B$  na nukleon  $A$  v závislosti na počtu nukleonů (hmotnostním čísle) je v grafu na Obr. 2.14. Relativně rychlý nárůst pro lehké prvky lze využít pro generaci energetického zisku fúzí; značně menších rozdílů vazebných energií dosahují štěpné reakce prvků těžších než železo ( $A = 56$ ). Závislost vazebné energie na hmotnostním čísle vychází z kapkového modelu jádra popisujícího rovnováhu mezi Coulombovskou silou a silnou jadernou interakcí v atomovém jádře.



Obrázek 2.14: Závislost vazebné energie na nukleon  $B/A$  na hmotnostním čísle  $A$  [80].

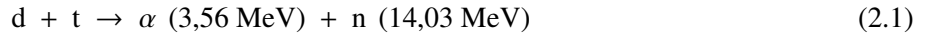
Slučování jader vyžaduje jejich přiblížení na vzdálenost působení silné jaderné interakce. Kladně nabitá jádra musí překonat Coulombovskou bariéru výšky  $\sim 1$  MeV, aby byla zachycena silnou jadernou interakcí o potenciálu 30 – 40 MeV [80]. Bylo ukázáno, že kvantovým tunelováním skrz potenciálovou bariéru konečné šířky může docházet i ke slučování jader o energii menší než  $\sim 1$  MeV. Důležitá je také skutečnost, že pravděpodobnost tunelování rychle klesá s atomárním číslem a hmotností a je tak nejvýznamnější pro nejlehčí prvky [80].

Již na začátku výzkumu fyziky fúze v minulém století se pro dosažení energetického zisku ukázalo nutné využít termojaderných reakcí. To znamená slučování lehkých jader v prostředí horkého plazmatu velkých objemů nebo hustot, oproti urychlování např. jader deuteria do studeného terčíku tritia. Fúze využívající urychlování kladných iontů paliva na terčík se nazývá *beam-target fusion*. Jejím hlavním problémem je nemožnost dosažení energetického zisku a to vlivem srážek nalétávajících iontů paliva se studenými ionty terče a se zejména studenými elektrony terče. Zisku poblíž jedné dosahuje *beam-target* fúze až při teplotě terčíku  $\sim 1$  keV [81]. V takovém případě jde už o termojadernou fúzi s horkým plazmatem vyžadující adekvátní způsob udržení. Používané je buď magnetické udržení s velkými objemy a malými hustotami nebo inerciální udržení s malými objemy a velkými hustotami. Následující text se věnuje výhradně inerciálnímu udržení.

#### 2.2.1.1 Palivový cyklus

Energetický zisk udává parametr reakce  $Q$ , rovný rozdílu vazebné energie produktů a reaktantů. Parametr  $Q$  závisí na zvoleném palivovém cyklu. Z fyzikálního a technologického pohledu jsou v současnosti nejatraktivnější

fúzní reakce jader deuteria (deuteronů) s jádrem tritia (tritony), produkující alfa částici (jádro hélia) a neutron s parametrem reakce  $Q = 17,59 \text{ MeV}$  [5]:

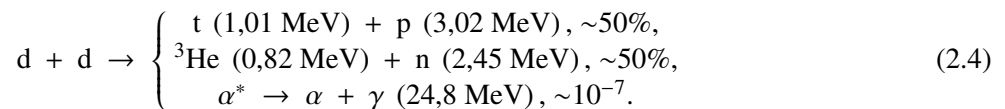


Většinu energie odnáší velmi energetické neutrony, které budou v budoucích fúzních elektrárnách ohřívat médium pro tepelný cyklus. Pětina energie reakce přísluší alfa částicím, které způsobují šíření vlny hoření plazmatem z horkého a hustého centra. Na rozdíl od deuteria je tritium nestabilní izotop vodíku s poločasem rozpadu 12,3 let. Součástí palivového cyklu je tedy výroba a skladování tritia. Výrobu zajišťují reakce neutronů s lithiem v blanketu inerciálního fúzního reaktoru [80]:

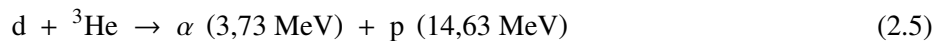


První reakce je exotermická, druhá endotermická. Kromě nutnosti nakládat s nestabilním tritiem je hlavní nevýhodou DT reakce aktivace stěn a celkové konstrukce reaktoru a okolních prvků rychlými neutrony.

Alternativou jsou reakce dvou deuteronů produkující méně energetické neutrony. DD reakce používají více dostupné palivo, ale jsou složitější z hlediska zapálení a mají nižší parametr hoření (dochází k menšímu vyhoření paliva) [80]. Jedna z větví reakce navíc produkuje tritium, čímž ve výsledku dochází k sekundárním DT reakcím produkujícím neutrony o energiích 14,1 MeV. DD reakce mají tři větve, kde první dvě jsou přibližně stejně pravděpodobné a velmi málo pravděpodobná třetí větev produkuje fotony záření gama [5]:



Velmi zajímavé jsou také tzv. pokročilé reakce produkující pouze nabitě částice. Problém je zde nicméně v parazitních reakcích produkujících neutrony, v nedostupnosti  ${}^3\text{He}$  a vysokých požadovaných teplotách. Jde zejména o  ${}^3\text{He}$  a proton-borovou fúzi [5]:



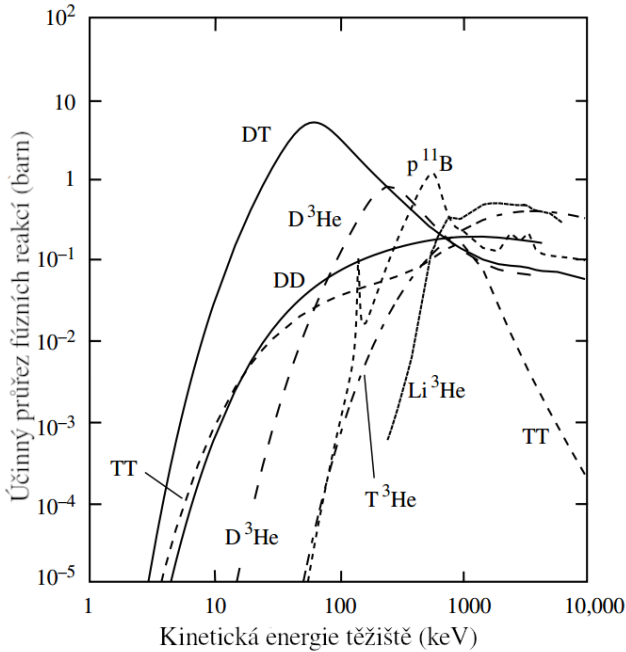
Graf závislosti účinného průřezu fúzních reakcí na kinetické energii těžiště soustavy dvou interagujících částic pro (nejen) zmíněné reakce je na Obr. 2.15. Účinný průřez vyjadřuje pravděpodobnost realizace fúzní reakce vycházející z parametrů interagujících částic. Závislost účinného průřezu  $\sigma$  na energii částic  $\epsilon$  lze odhadnout vztahem [80]:

$$\sigma(\epsilon) \simeq \frac{S(\epsilon)}{\epsilon} \exp\left(-\sqrt{\frac{\epsilon_G}{\epsilon}}\right), \quad (2.7)$$

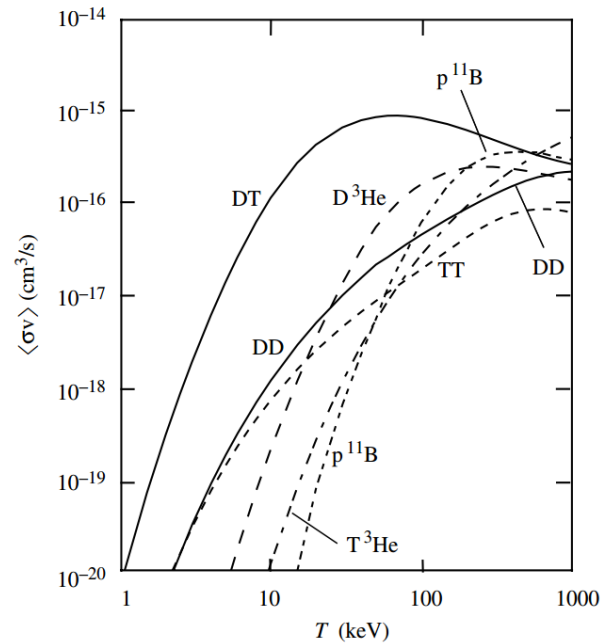
kde  $S(\epsilon)$  je tzv. astrofyzikální faktor specifický dané reakci,  $\epsilon_G$  je Gamovův faktor aproximující transparentnost Coulombovské bariéry v kontextu kvantového tunelování. Pro vodík jsou hodnoty  $S$  vysoké, naopak  $\epsilon_G$  je přímo úměrný protonovému číslu a tedy pro vodík malý.

V grafu na Obr. 2.16 je pro stejné reakce vynesena střední reaktivita jako funkce teploty. Reaktivita je součin účinného průřezu s rychlostí částic (v tepelné rovnováze charakterizované Maxwellovským rozdělením). Reaktivita v podstatě vyjadřuje pravděpodobnost reakce za jednotku času a na jednotku hustoty.

V daném intervalu energií dosahují DT reakce (2.1) nejvyššího účinného průřezu a reaktivity. Při energii těžiště soustavy dvou interagujících částic 64 keV je účinný průřez 5 barn [80]. První dvě DD reakce (2.4) mají v intervalu 10 – 100 keV účinné průřezy a reaktivity  $\sim 100\times$  nižší než DT. Další nejpravděpodobnější reakce jsou  $D^3\text{He}$  (2.5) a  $p^{11}\text{B}$  (2.6), jejichž reaktivity pro teploty  $T > 25 \text{ keV}$  převyšují DD reakce.



Obrázek 2.15: Závislosti účinného průřezu fúzních reakcí na kinetické energii těžiště soustavy dvou interagujících částic pro různé reakce lehkých jader [80].



Obrázek 2.16: Reaktivita vybraných fúzních reakcí středovaná přes Maxwellovo rozdělení rychlostí v závislosti na teplotě [80].

### 2.2.1.2 Inerciální udržení

Termojaderná fúze pak spočívá v zapálení fúzních reakcí vnějším ohřevem a následným šířením vlny hoření ze zapáleného objemu do zbytku paliva. V ICF se osvědčila metodika založená na vytvoření horké a husté oblasti, tzv. hot spotu, implozí kulové palivové pelety. Termojaderným zapálením a hořením se myslí, když vlastní ohřev fúzními produkty ( $\alpha$  částicemi) překročí energetické ztráty a není již potřeba vnějšího ohřevu [80]. Z rovnováhy fúzního výkonu a výkonu ztrát, zde aproximovaného jen brzděným zářením, lze odvodit ideální zápalnou teplotu pro DT -  $T_{id} = 4,3$  keV [80]. Důležité je také posouzení efektivity hoření, tedy procentuálního množství vyhoření paliva, definovaného jako poměr celkového počtu fúzních reakcí k počtu přítomných DT párů. Pro ostatní palivové cykly je zápalná teplota vyšší a vyhoření paliva značně nižší [80].

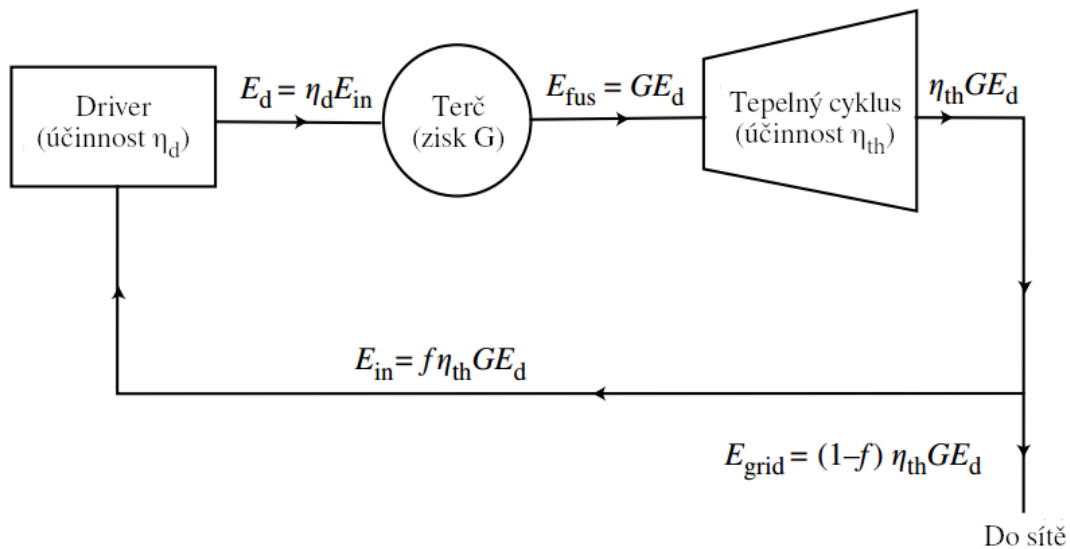
Takto horké plazma má přirozeně tendenci expandovat a je tedy potřeba ho udržet pohromadě po určitou dobu umožňující realizaci fúzních reakcí. V ICF se používá setrvačnost implodující hmoty. Setrvačnost udrží hmotu pohromadě po dobu, kterou trvá zvukové vlně cesta z povrchu do středu kulové pelety. Inerciální udržení se tak pohybuje v řádu desetin ns, z čehož plyne nutnost vysokých hustot (v řádu stovek  $g/cm^3$ ) a tlaků (v řádu Gbar) a skutečnost že ICF je ve své podstatě pulzní proces [77].

Na rozdíl od magnetického udržení vyžaduje ICF pro energetický zisk zapálení fúzního paliva. Energetický zisk terče  $G$  je definovaný jako podíl energie fúzních reakcí ku energii vnějšího ohřevu (tzv. driveru). Pro účely výroby energie musí energetický zisk dosahovat alespoň hodnot  $G = 30 - 100$ . K posouzení podmínek dosažení energetického zisku fúzních reakcí se často používá také Lawsonovo kritérium. To v ICF vyjadřuje minimální hodnotu součinu tlaku  $P$  a času udržení  $\tau_E$  potřebnou k dosažení energetického zisku [5]:

$$P\tau_E > \frac{24T_i^2}{\epsilon_\alpha \langle \sigma v \rangle}, \quad (2.8)$$

kde  $T_i$  je iontová teplota hot spotu,  $\epsilon_\alpha$  kinetická energie  $\alpha$  částic a  $\langle\sigma v\rangle$  reaktivita DT paliva.

Celková energetická bilance ICF reaktoru složeného z vnějšího ohřevu (driveru), terče a tepelného cyklu je na Obr. 2.17. V případě nepřímé fúze je terčíkem myšlena soustava dutinky (hohlraumu) a palivové pelety s příslušnými konverzními účinnostmi. Vnější ohřev je v současnosti dodáván výkonnými lasery s účinností  $\eta_d \approx 0,01$ . Fúzní reakce produkují se ziskem  $G$  tepelnou energii, která ve stěně reaktoru (v blanketu) ohřívá chladivo tepelného cyklu produkujícího s potenciální účinností  $\eta_{th} = 0,4$  elektrinu. Zlomek produkované elektrické energie  $f$  slouží k provozu elektrárny. Zbýlých  $1 - f$  jde do elektrické sítě. Energetická bilance je  $f\eta_d\eta_{th}G = 1$  [80]. Zmíněný zisk terče  $G = 30 - 100$  dostaneme pro zatím nerealizovatelné hodnoty  $\eta_d = 0,1 - 0,33$ , při  $f = 1/4$ .



Obrázek 2.17: Energetická bilance ICF reaktoru [80].

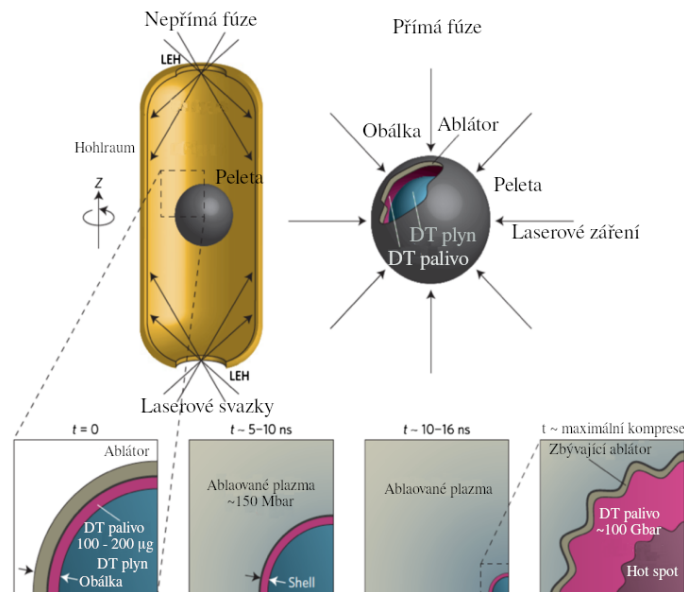
### 2.2.1.3 Fyzika imploze

Vznik horkého a hustého plazmatu hot spotu vychází z imploze kulové pelety. Palivová peleta je složena ze slupky z plastového materiálu, stlačeného uhlíku (HDC, *high-density carbon*) nebo berylia, naplněné DT plynem s vrstvou DT ledu z vnitřní strany slupky [5]. Vnější poloměr slupky je  $\sim 2$  mm, hmotnost vnějšího ablátoru, vrstvy kryogenního paliva a DT páry se pohybují v řádu jednotek mg [80].

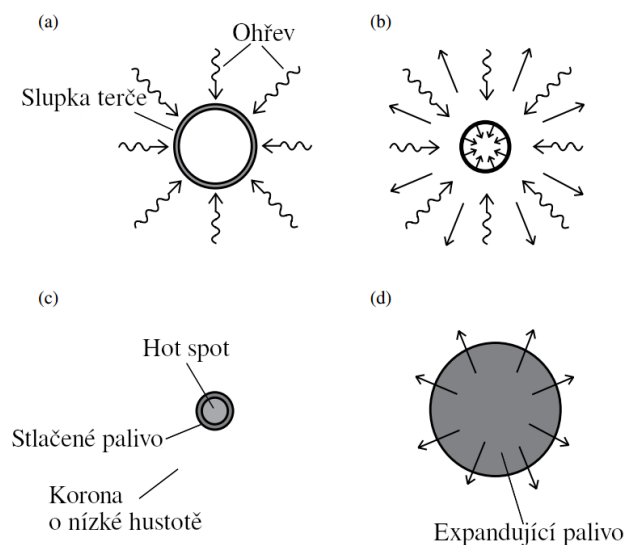
Rozlišujeme dva, v současnosti nejvíce otestované, způsoby ohřevu pelety. Přímá ICF (Obr. 2.18 vpravo) spočívá v ohřevu vnější slupky několika svazky výkonového laseru. V nepřímé ICF (Obr. 2.18 vlevo) se výkonovým laserem ohřívá vnitřní stěna dutiny (hohlraumu), produkující rtg. záření ohřívající povrch pelety. Každý přístup má své výhody a nevýhody, rekordní zisky pocházejí z experimentů využívající nepřímé fúze, ale pro výrobu energie se jeví výhodnější přímá. Základní fyzika imploze obou metod je stejná.

Jednotlivé kroky imploze palivové pelety jsou ilustrovány na Obr. 2.19, jde o stádia ablace, imploze, zapálení a hoření. Ozařování vnější slupky způsobuje její ablaci, materiál slupky expanduje do prostoru a ze zákona zachování energie stlačuje palivo uvnitř. Palivo je stlačeno kvazi-izentropicky a při maximálním stlačení vzniká téměř izobarické plazma složené z dvou oblastí různých hustot a teplot. Jde o centrální oblast vysoké teploty (tzv. hot spot) ohraničené hustší oblastí stlačeného, studeného paliva [80]. Okolní husté, studené palivo stlačuje

centrální hot spot, zároveň poskytuje inerciální udržení a zachytává fúzní  $\alpha$  částice z hot spotu [5]. Fúzní reakce jsou v hot spotu iniciovány vhodně tvarovaným časovým průběhem laserových budících pulzů. Při dosažení dostatečné hustoty a iontové teploty hot spotu dojde k jeho zapálení. Jsou-li podmínky v okolním studeném palivu dostatečné k záchytu fúzních  $\alpha$  částic, šíří se následně palivem vlna hoření. Hot spot vhodných parametrů je schopný absorbovat  $\sim 50\%$  energie 3,5 MeV  $\alpha$  částic [80]. Podstatná je zde hodnota součinu hustoty a poloměru studeného paliva [5]. Podrobněji k tvarování laserových pulzů pro izentropickou kompresi skládáním rázových vln, zapálení, stagnaci a vzniku hot spotu viz [80].



Obrázek 2.18: Typické terče pro nepřímou (vlevo) a přímou (vpravo) inerciální fúzi. Ve spodní části jsou znázorněny fáze imploze (pro oba přístupy téměř stejné) [82].



Obrázek 2.19: Stádia imploze kulové pelety. (a) Ohřev slupky driverem, (b) imploze způsobená odpařováním vnější slupky, (c) komprese paliva a vznik hot spotu a (d) šíření vlny hoření a expanze plazmatu [80].

### 2.2.1.4 Energetický zisk terče

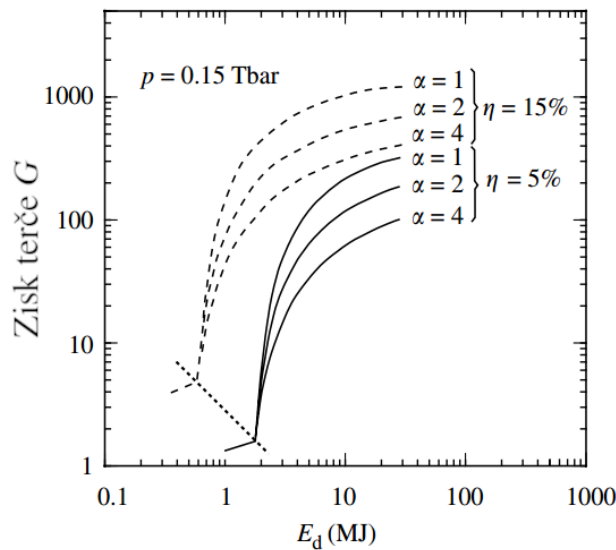
Energetický zisk terče je definován jako podíl energie fúzních reakcí  $E_{\text{fus}}$  a energie driveru  $E_d$  [80]:

$$G = \frac{E_{\text{fus}}}{E_d} = \frac{q_{\text{DT}} M_f \Phi}{E_d}, \quad (2.9)$$

kde  $q_{\text{DT}} = 337 \text{ MJ/mg}$  je fúzní energie uvolněná na jednotku hmotnosti spáleného paliva,  $M_f$  hmotnost paliva a  $\Phi$  zlomek vyhoření. Energetický zisk samotného paliva  $G_f$  je v relaci k zisku terče dán přepočtem přes konverzní účinnost  $\eta$ .  $G(E_d) = \eta G_f(\eta E_d)$  [80]. Účinnost konverze  $\eta$  zahrnuje konverzi laserového záření v hohlraumu, absorpci na povrchu materiálu terčičku a konverzi rtg. záření z hohlraumu do energie paliva.

Celkový energetický zisk terče je funkcí energie driveru  $E_d$ , tří volných parametrů  $\eta$ ,  $p$  a  $\alpha$  a čtyř dalších parametrů  $F_{\text{DT}}$ ,  $H_h$ ,  $H_B$ ,  $q_{\text{DT}}$ , jež budou pro zvolenou reakci pevné. Parametry  $\eta$ ,  $p$  a  $\alpha$  reprezentují celkovou konverzní účinnost (*overall coupling efficiency*), tlak a izentropický parametr. Izentropický parametr  $\alpha$  je poměr skutečného tlaku ku tlaku úplně degenerovaného materiálu. Chladné palivo obklopující hot spot se totiž popisuje jako částečně degenerovaný Fermiho plyn. Aby byla minimalizována energie driveru potřebná ke kompresi paliva, musí být chladné palivo kolem hot spotu udržováno v průběhu imploze na nízké entropii, kdy je tlak ve studeném palivu popsán především degenerací elektronů [80]. Zbylé čtyři parametry jsou součin tlaku a poloměru hot spotu  $F_{\text{DT}} = p_h R_h$ , parametr popisující míru vyhoření paliva v hot spotu  $H_h$ , parametr popisující efektivitu hoření  $H_B$  a fúzní energie uvolněná na jednotku hmotnosti spáleného paliva  $q_{\text{DT}}$ .

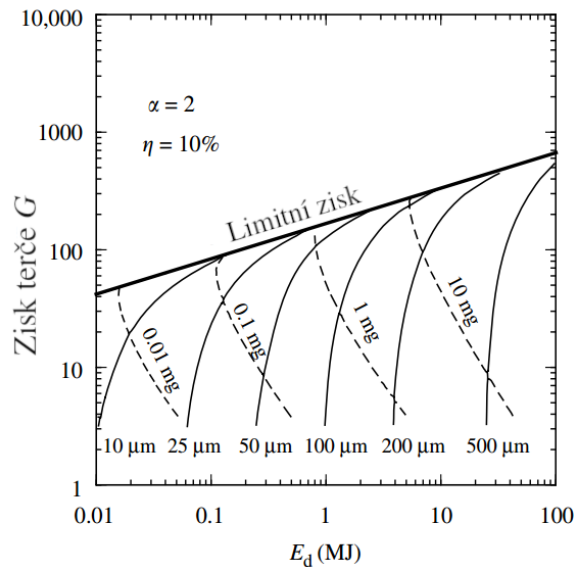
Vývoj energetického zisku terče v závislosti na energii driveru  $E_d$  pro různé hodnoty celkové konverzní účinnosti  $\eta$  a izentropického parametru  $\alpha$  při pevném tlaku  $p = 0,15 \text{ Tbar}$  a velikosti hot spotu  $R_h = 100 \mu\text{m}$  je v grafu na Obr. 2.20. Na tečkované čáře leží energie driveru potřebná k zapálení hot spotu pro danou účinnost  $\eta$  a tlak  $p$ . Je-li k dispozici více energie k vytvoření stlačeného paliva kolem hot spotu, vzniká vlna hoření a strmě narůstá zisk. Při vysokých energiích driveru dochází k saturaci vlivem shoření většiny paliva. Vyšší hodnoty izentropického parametru (předehřev paliva) degradují zisk [80].



Obrázek 2.20: Zisk izobarické konfigurace v závislosti na energii driveru pro různé hodnoty izentropického parametru  $\alpha$  a účinnosti konverze  $\eta$  [80].

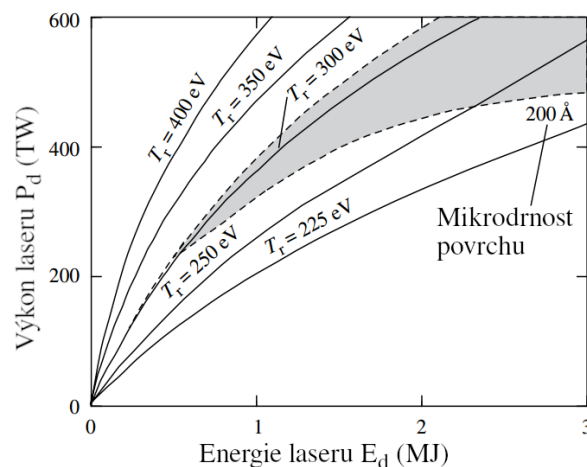


Křivky zisku pro několik relevantních tlaků a poloměrů hot spotu a pevné  $\alpha$  a  $\eta$  jsou na Obr. 2.21. Tučná čára znázorňuje limitní zisk terče. Křivka ukazuje i relativně vysoké zisky s malou energií driveru, při použití  $\mu\text{g}$  pelet. Takové imploze nejsou experimentálně možné z důvodu narušení symetrie imploze. Jako minimální hmotnost pelety pro produkci energie se považuje 1 mg [80].



Obrázek 2.21: Zisk izobarické konfigurace v závislosti na energii driveru pro různé tlaky a poloměry hot spotu. Tučně je znázorněn limitní zisk pro danou energii driveru [80].

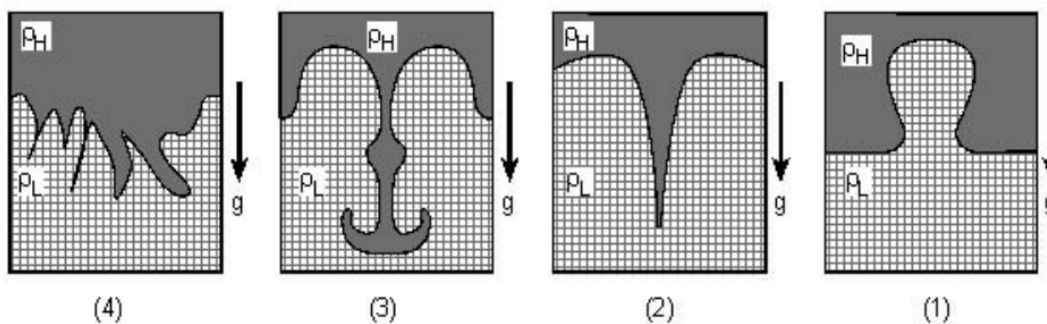
Další omezení zisku plyne z limitace výkonu laserového ohřevu. Laserový výkon je shora ohraničen nestabilitami laserového plazmatu a absorpcí záření při vysokých intenzitách. V hohlraumu jde především o stimulovaný Ramanův rozptyl. Zdola je laserový výkon omezen Rayleigh-Taylorovou nestabilitou vznikající na rozhraní oblastí různých hustot při implozi [80]. Rozsah laserového výkonu použitelný k zapálení ICF terčů je v grafu na Obr. 2.22 vyznačena šedě.



Obrázek 2.22: Laserový výkon v závislosti na energii. Rozsah použitelný k zapálení ICF terčů je vyznačen šedě [80].

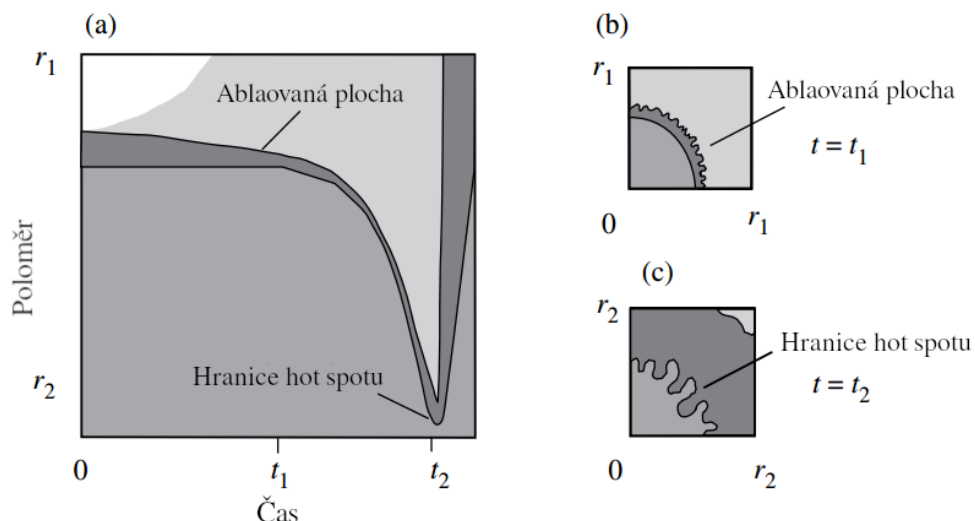
### 2.2.1.5 Hydrodynamické nestability při implozi

Velmi důležitý parametr pro vysoký energetický zisk je symetrie ozařování palivové pelety a homogenita jejího povrchu. V případě nesymetrií se vytváří a/nebo exponenciálně zesilují poruchy na rozhraních. Nejvýznamnější je Rayleigh-Taylorova (RT) nestabilita vznikající na rozhraní dvou prostředí různých hustot, pokud mezi nimi působí zrychlení mířící z řidšího do hustšího prostředí. Tedy v případě, když gradient tlaku  $\nabla P$  působí proti gradientu hustoty  $\nabla \rho$ . Charakteristické struktury vznikající na rozhraní vlivem RT nestability jsou na Obr. 2.23. Bubliny (*bubbles*) se šíří z řidšího do hustšího prostředí, výběžky (*spikes*) v opačném směru [83].



Obrázek 2.23: Charakteristické struktury vznikající na rozhraní dvou prostředí různých hustot v gravitačním poli [83].

RT nestability se projevují ve dvou stádiích imploze, při ablací slupky a při maximálním stlačení. Při ablací slupky může vlivem nestabilit dojít k jejímu přetržení, když řidké ablaující plazma tlačí hustou slupku do středu pelety. Na konci imploze roste tlak plynu uvnitř pelety a zpomaluje implodující slupku. Takto může docházet k promíchávání materiálu hot spotu a studené slupky, zmenšující efektivní velikost hot spotu [80]. Na Obr. 2.24(a) je zobrazen vývoj poloměru pelety při implozi a následné expanzi. Vznik RT nestabilit při ablací a maximálním stlačení jsou na detailních snímcích Obr. 2.24(b) a Obr. 2.24(c).



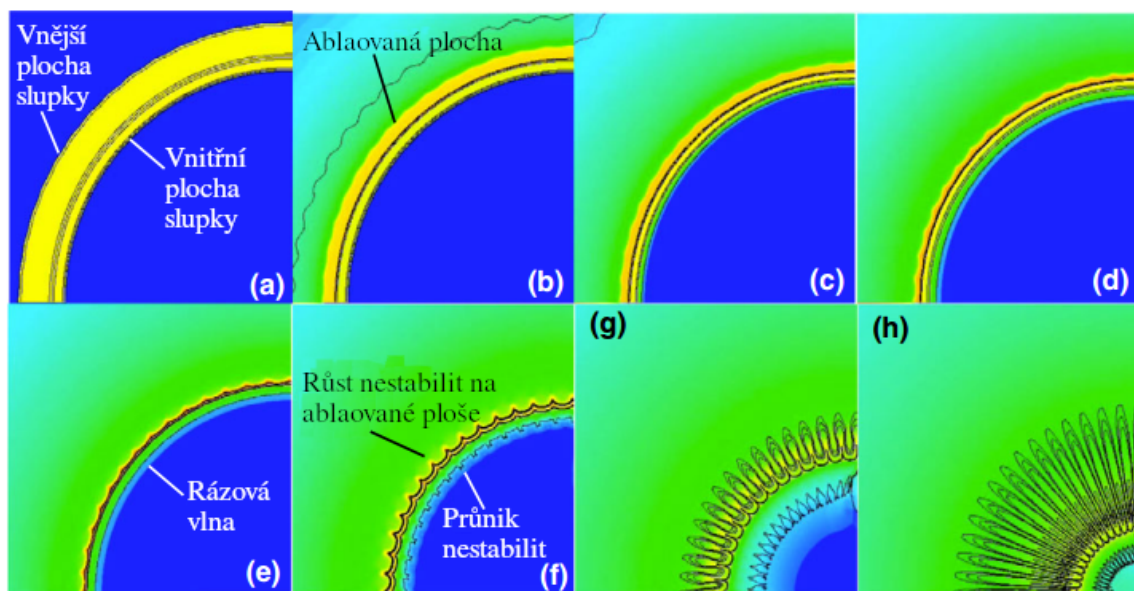
Obrázek 2.24: (a) Vývoj poloměru palivové pelety při implozi a následné expanzi, (b) RT nestabilita při ablací a (c) vzniku hot spotu [80].

Mimo RT nestabilit jsou v laserovém plazmatu důležité také Richtmyer-Meshkovova (RM) a Kelvin-Helmholtzova (KH). RM nestabilita je limitním případem RT pro zrychlení na velmi krátkých časových škálách. Projevuje se např. při přechodu rázové vlny přes vlnité rozhraní dvou prostředí různých hustot (v obou směrech) [83]. KH nestabilita je buzena střížným rychlostním polem (*shear velocity*) podél rozhraní dvou různě hustých prostředí [83]. Příkladem je okraj výběžků či bublin vzniklých RT nestabilitou nebo okrajová vrstva mraků pohybujících se zemskou atmosférou.

Z existence nestabilit plynou relativně přísné požadavky na maximální povolenou hrubost a celkové nedokonalosti na povrchu palivové pelety. Velmi důležitá je také symetrie ozařování její povrchové vrstvy. Alespoň částečné řešení, těchto stále aktuálních problémů ICF, poskytují některé alternativní metody ohřevu a imploze pelety. Bylo ukázáno, že významný stabilizující efekt na RT nestabilitu má magnetické pole podél rozhraní [83]. Jisté stabilizace lze dosáhnout také působením povrchového pnutí [80], které má ale v ICF velmi malý stabilizační efekt [80]. Důležité je také možné zeslabení růstu módů RT nestability a dokonce úplné potlačení malých poruch vlivem laserové ablace povrchu pelety [80].

Pro homogenizaci ozařování povrchu pelety byla navržena lehká pěnová vrstva s tenkou povrchovou vrstvou z materiálu s vysokým  $Z$ . Pěna snižuje vliv nestabilit laserového svazku při jeho postupném nárůstu z nízkých do vyšších intenzit. Vrstva s vysokým  $Z$  efektivně absorbuje málo intenzivní část časového průběhu laserového ohřevu, načež izotropně vyzářuje rtg. bez ohledu na nerovnosti na povrchové vrstvě [80]. Větší homogenitou ozařování by se také měla vyznačovat, v současnosti nejvíce studovaná, nepřímá inerciální fúze [77].

Většina reálných problémů spojených s nestabilitami je nutná řešit numericky. Na Obr. 2.25 jsou výsledky simulace vývoje RT nestability na povrchu palivové pelety při ablací. V čase  $t = 0$  (a) byla na vnějším okraji vytvořena malá porucha. Po 15 ns (c) byla kompletně odablována povrchová vrstva. Následovalo postupné stlačování a viditelný růst poruch. V čase  $t = 20$  ns (g) přesáhla amplituda poruch šířku palivové obálky [77].



Obrázek 2.25: Simulace růstu nestabilit na povrchu implodující palivové pelety v nepřímé inerciální fúzi [77].

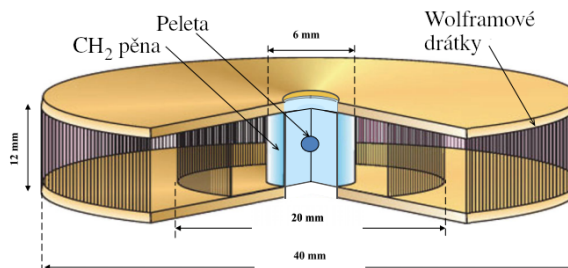
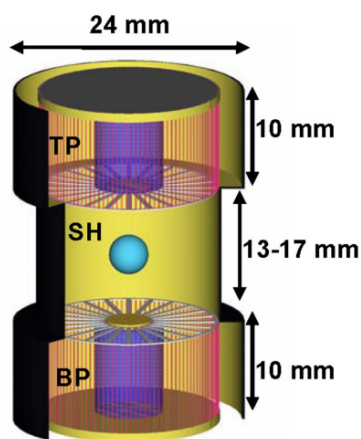
### 2.2.1.6 Alternativní přístupy k inerciální fúzi

Mimo dosud zmíněné přímé a nepřímé inerciální fúze existují další přístupy k potenciálnímu vylepšení nejen parametrů driveru a imploze. Ke zvýšení konverzní účinnosti driveru byly navrženy jiné způsoby čerpání pevnolátkových laserů, případně použití plyných laserových systémů. Odlišný způsob ohřevu poskytují také rychlé ionty nebo intenzivní rtg. záření z pulzních zdrojů typu Z-pinč. Veliká pozornost je v současnosti věnována také inerciální fúzi založené na implozi magnetizovaného lineru (MagLIF, *Magnetized Liner Inertial Fusion*). Alternativní způsoby průběhu imploze založené na oddělení fáze stlačení a ohřevu jsou tzv. rychlé zapálení (*fast ignition*) používající k zapálení vnější zdroj nebo zapálení rázovou vlnou (*shock ignition*).

Kromě v současnosti používaných driverů založených na výkonných pevnolátkových neodymových laserech čerpaných výbojkami a konvertovány na třetí harmonickou, byly vyvinuty koncepty ohřevu založené na diodami čerpaných pevnolátkových (DPSSL, *diode-pumped solid-state lasers*) nebo plyných krypton-fluorových, či argon-fluorových laserů čerpaných elektronovým svazkem. Novější koncepty by měly být schopny vyšších konverzních účinností, než současné zdroje ( $\eta_d < 0,01$ ). DPSSL zdroj instalovaný v laboratořích HiLASE nedávno demonstroval generaci 100 J pulzů s opakovací frekvencí 10 Hz a optickou konverzní účinností  $>22\%$  ( $\sim 15\%$  se zahrnutím kryogenního chlazení) [84]. Excimerové ArF a KrF systémy by měly být v budoucnu schopny dosáhnout celkové konverzní účinnosti (*wall-plug efficiency*) 9,6 % a 7,2 % [85].

Systémy založené na ohřevu pelety energetickými těžkými ionty nebyly zatím plně implementovány, ale jsou předmětem seriózního výzkumu na několika urychlovačích. Příkladem jsou urychlovače UNILAC (*Universal Linear Accelerator*) a SIS18 (*Schwer-Ionen-Synchrotron*) v GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research v Německém Darmstadtu. Iontový ohřev by přitom měl být schopen  $\sim 30 - 40\%$  účinnosti driveru [86].

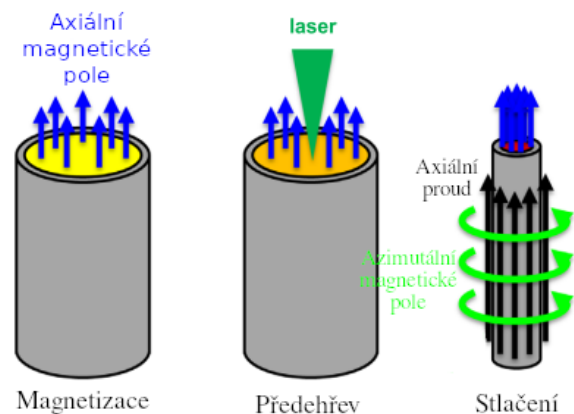
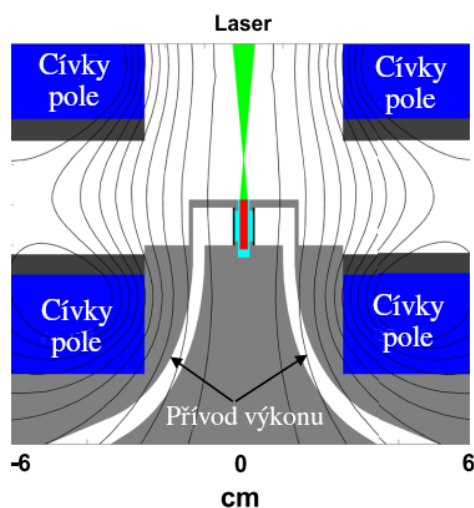
Ohřev palivové pelety intenzivním rtg. zářením z pole implodujících tenkých drátků (*wire-array*) byl otestován v SNL (*Sandia National Laboratories*). Vysoké elektrické proudy v řádu desítek MV procházející tenkými drátky způsobují působením Lorentzovy síly od indukovaného magnetického pole jejich implozi. Při stagnaci vzniklé plazma vyzařuje v měkkém rtg. oboru několik ns dlouhý impulz o energii  $\sim 2$  MJ a špičkovém výkonu  $>200$  TW [87]. Na Obr. 2.26 a Obr. 2.27 jsou příklady dvou konstrukcí pro inerciální fúzi buzenou rtg. zářením z imploze pole drátků. Jde o DEH (*double-ended hohlraum*), také nazývaný vakuový hohlraum (Obr. 2.26) a dynamický hohlraum (Obr. 2.27). Více viz [77, 87, 88].



Obrázek 2.26: Schéma vakuového hohlraumu složeného ze dvou polí drátku, horního pinče (TP), spodního pinče (BP) a sekundárního hohlraumu (SH) s DT peletou [87].

Obrázek 2.27: Schéma dynamického hohlraumu, plastová pěna zde zajišťuje homogenizaci rtg. záření z imploze wolframových drátků [77].

Ze zmíněných ICF konceptů založených na Z-pinčích se v SNL upustilo na úkor výzkumu inerciální fúze založené na implozi magnetizovaného lineru, tzv. MagLIF (*Magnetized Liner Inertial Fusion*). Schéma celé MagLIF konfigurace je na Obr. 2.28 a jednotlivé fáze imploze lineru na Obr. 2.29. Studené DT palivo ve válcové konfiguraci je nejdříve zmagnetizováno (10 – 20 T) a to difúzí magnetického pole Helmholtzových cívek do středu lineru. Následně relativně málo intenzivní laser (1,4 kJ) přehřeje DT palivo, čímž v něm dojde k zamrznutí magnetických silokřivek [89]. Připojením vysokého napětí dojde Lorentzovou silou k implozi berýliového lineru obklopujícího přehřáté palivo. S palivem je stlačeno i magnetické pole, které v důsledku toho vzroste až o dva řády [77]. Magnetické pole snižuje míru úniku nabitých částic z fúzního plazmatu, což umožňuje dosažení vyšších teplot paliva při řádově 100 – 1000× nižších požadavcích na součin hustoty a poloměru paliva  $\rho R$ . MagLIF se také vyznačuje nižšími požadavky na laserový ohřev a vyšší konverzní účinností (~10 % pro kondenzátorové baterie). Nevýhodou je relativně špinavé plazma, které může mít vliv na vyzařovací charakteristiku horkého plazmatu a větší poškození stěn reaktoru. Na zařízení podobné konstrukce byla již demonstrována generace  $>10^{13}$  termonukleárních DD neutronů [89].



Obrázek 2.28: Schéma MagLIF konfigurace [77].

Obrázek 2.29: Fáze magnetizace a imploze v MagLIF [77].

Oddělení fáze stlačení a zapálení je výhodné, protože v běžném schématu je rychlost jevu indukujících zapálení větší než rychlost komprese. Při zapálení fúze externím laserem nebo zdrojem rychlých elektronů či iontů mluvíme o *fast ignition*. Při zapálení fúze pomocí konvergujících sférických rázových vln o *shock ignition*. Rychlé zapálení je zkoumáno např. na laseru OMEGA v LLE (*Laboratory for Laser Energetics*) a v rámci projektu FIREX (*Fast Ignition Realization Experiment*) na ILE (*Institute of Laser Engineering*) v Osace. Tyto konfigurace by měly být schopny dosáhnout vyššího zisku při nižší energii driveru [80]. Více viz [80, 82].



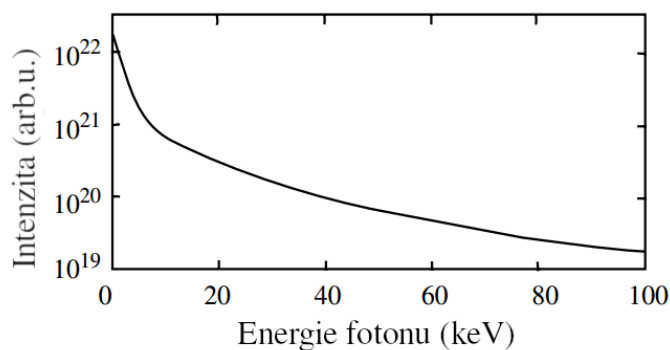
### 2.2.2 Podmínky uvnitř ICF reaktorů

Po zevrubném přehledu fyziky inerciální fúze následuje popis vyzařovacích charakteristik fúzního plazmatu. Této problematice se částečně věnovala již sekce 1.1.4 a také teoretická část bakalářské práce [12]. Zde bude soustředěna pozornost na emisi zejména XUV a rtg. záření z horkého a hustého plazmatu produkovaného implozí sférické pelety v přímé a nepřímé ICF. Produkce energetických neutronů, iontů a fragmentů bude zmíněna pouze okrajově, protože jejich termomechanické účinky jsou, v porovnání s XUV/rtg., značně nižší. Znalost alespoň přibližných parametrů emitovaných částic a záření je nutnou součástí návrhu konstrukce budoucích experimentálních ICF zařízení a elektráren. Segmenty vnitřních stěn chránící jiné volatilní komponenty musí být stavěny na extrémní, opakovanou zátěž na dlouhých časových škálách. Pro účely charakterizace těchto parametrů slouží rozsáhlý systém optických, rtg. a jaderných diagnostik na současných ICF zařízeních. Téměř všechna experimentální měření jsou navíc podpořena numerickými simulacemi. Přehledný seznam všech diagnostik používaných na NIF lze nalézt na [90].

Velkou část energie DT a DD fúzních reakcí odnáší neutrony (až 80 % v DT fúzi). Nicméně z pohledu termomechanických efektů na materiál vnitřní stěny je jejich efekt, v porovnání s ionty a elektromagnetickým zářením, prakticky zanedbatelný. Termální účinky neutronů se projevují nepřímo přes nabitě částice vybuzené srážkami a jsou tedy nečetné a lokální (*thermal spikes*). Podstatné je jejich chování v blanketu a materiálu konstrukčních prvků reaktoru. Neutrony způsobují odprašování, tvorbu hélia (v Be,C a oceli), transmutace (wolframu na Re,Ta,Hf,Os) a tvorbu defektů ve struktuře materiálu. V důsledku toho může docházet k poklesu tepelné a elektrické vodivosti, změně mechanických vlastností či objemu daného prvku. Tyto a další efekty indukované vysokoenergetickými neutrony, popsané např. v [91], nejsou obsahem tohoto textu.

Pětinu fúzního výkonu DT reakcí nesou ionty a jiné elektricky nabitě fragmenty. Ty jsou produkty fúzních reakcí a tepelných a netepelných ionizačních procesů v plazmatu. Fluence iontů energií několika MeV dosahují, na vnitřní stěně vzdálené 5 – 7 m, až  $20 \text{ J/cm}^2$  [6]. Energetické ionty způsobují ohřev, expanzi ozářené látky a s tím spojené poruchy materiálů. Mohou tedy významně narušovat morfologii povrchu vzorků a významně ovlivňovat i povahu interakce krátkovlnného záření s povrchovou vrstvou stěny. Tepelné a termomechanické účinky cyklické zátěže materiálů energetickými ionty na materiály vnitřních stěn byly prozkoumány v článku [6]. Následující text se věnuje výhradně tepelnému působení energetických fotonů emitovaných z fúzního plazmatu. Vliv iontů je dále diskutován v experimentální části práce.

Přibližně 1,4 % energie fúzních reakcí je emitováno ve formě XUV/rtg. záření, přičemž další vzniká zpomalováním a absorpcí nabitých částic v horkém plazmatu [8]. Pro imploze s malým ziskem (154 MJ), resp. vysokým ziskem (400 MJ) by fluence rtg. záření na vnitřní stěně ve vzdálenosti 6,5 m měla být  $0,40 \text{ J/cm}^2$ ,



Obrázek 2.30: Očekávané spektrum XUV/rtg. záření z fúzního plazmatu s výtěžkem 135 MJ, tj. energii krátkovlnného záření  $\sim 8 \text{ MJ}$  [92].

resp.  $1,2 \text{ J/cm}^2$  [9]. Přibližná podoba spektra záření přímé fúze buzené laserem je na Obr. 2.30. Spektrum je složeno z brzděného záření horkých elektronů a v případě nepřímé fúze příspěvků záření z hohlraumu, případně dalších nečistot v plazmatu. Teplota hohlraumu se pohybuje okolo 300 eV [77]. V případě ICF (i fúzního plazmatu magnetického udržení) leží podle článku [7] větší část spektra v oblasti tvrdého rtg., tj. energiích fotonů 1 – 1000 keV. Podle [10] se podstatně větší část nachází pod 10 keV. Konkrétní tvar spektra zatím znám není. Od spektra se pak odvíjí depoziční hloubka záření.

Nepružnými srážkami neutronů a iontů a absorpcí iontů dochází k přerozdělení energie mezi fúzními produkty. Přibližné procentuální rozdělení energie v typické vzdálenosti vnitřní stěny od imploze (v řádu jednotek metrů) pro přímou a nepřímou fúzi je v Tab. 2.1. Lze vidět značně vyšší příspěvek XUV/rtg. záření v případě nepřímé fúze, způsobený vyzařováním stěn hohlraumu z materiálu s vysokým  $Z$ . Pravý sloupec ve skutečnosti představuje iontovou fúzi s palivovou kapslí s povlakem z těžkých prvků; procentuální rozdělení energie mezi produkty by se mělo shodovat s nepřímou fúzí [92].

#	Přímá fúze	Nepřímá fúze
Neutrony	75 %	70 %
XUV/rtg.	6 %	22 %
Fragmenty	19 %	8 %

Tabulka 2.1: Procentuální rozdělení výkonu DT fúze mezi produkty pro přímou a nepřímou fúzi [92].

První z fúzních produktů dorazí na vnitřní stěnu energetické XUV/rtg. záření. Depozice energie na povrchu a v tenké podpovrchové vrstvě probíhá v řádu jednotek ns. Další následují neutrony (100 – 200 ns po XUV/rtg.) a ionty a fragmenty (200 ns –  $\sim 3 \mu\text{s}$ ) [10]. Tyto parametry jsou shrnuty v Tab. 2.2. Za předpokladu většinového zastoupení XUV/rtg. o energii  $< 10 \text{ keV}$ , dochází k depozici energie na vzdálenosti do 1  $\mu\text{m}$  povrchu. Energie většiny iontů se pohybuje pod 1 MeV a depoziční hloubka v řádu jednotek  $\mu\text{m}$ . Těžší fragmenty mají energie do 20 MeV, s většinovým zastoupením energií  $< 200 \text{ keV}$  a depoziční hloubkou  $\sim 1 \mu\text{m}$ .

Typ	% zastoupení	Max. energie (keV)	Doba příletu (ns)	Šířka pulzu (ns)
XUV/rtg. záření	0,01	100	0	1
Neutrony	0,70	/	160	20
Ionty	0,12	25 000	200	800
Fragmenty	0,17	15 000	1000	2750

Tabulka 2.2: Energie deponovaná ve vnitřní stěně jednotlivými produkty plazmatu přímé fúze [10].

Od spektra a šířky pulzu se odvíjí hloubka průniku a tedy charakter interakce záření s materiálem. Méně energetické XUV záření je absorbováno v tenčí povrchové vrstvě, než energetičtější měkké rtg. (stejných fluencí); odvod tepla z ozářeného místa je pro XUV pomalejší a termomechanické efekty významnější. Kratší pulzy naopak znamenají vyšší špičkové teploty [9].

Výsledky studia intenzivní pulzní zátěže materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů mohou být relevantní i pro reaktory založené na magnetickém udržení. Konkrétně při disrupcích plazmatu typu ELM (*Edge-Localized Mode*) totiž dochází k produkci krátkých ( $\mu\text{s}$  –  $\text{ms}$ ) pulzů XUV/rtg. záření a iontů (až  $5 \text{ GW/m}^2$ ) s vysokou opakovací frekvencí [6, 9]. ELMy vznikají v důsledku magnetohydrodynamických nestabilit okraje plazmatu a projevují se velmi rychlým vyvrhováním energie z okrajové vrstvy plazmatu v tokamaku (*separatrix*) na vnitřní stěnu a divertor. Jejich původ pravděpodobně plyne z hromadění nečistot v ploše *separatrix*. Pro zmírnění jejich působení byla zatím navržena aktivní metoda rezonančních magnetických poruch či vstřiku pelet.



### 2.2.3 Volba materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů

#### 2.2.3.1 Požadavky na materiály

Krátké a intenzivní pulzy XUV/rtg. záření deponují svoji energii na povrchu a v  $\mu\text{m}$  podpovrchových vrstvách materiálu. Energie záření je absorbována v časových intervalech řádu desítek ns a v materiálu stěny přechází téměř výhradně do tepla [9]. Dostatečně intenzivní lokální ohřev je následovaný expanzí, tuhnutím a plastickými deformacemi materiálu. Tepelné účinky a s nimi spojené termomechanické efekty jsou indukovány zejména XUV/rtg. zářením; a pro posouzení chování vnitřní stěny v podmínkách ICF plazmatu jsou nejdůležitější. Termomechanická zátěž může způsobovat zvyšování hrubosti povrchu materiálu, což vede na vznik gradientů napětí a tvorbu a rozšiřování prasklin [8]. Jednotlivé impulzy tak způsobují tvorbu a rozšiřování prasklin, při dostatečně vysokých fluencích erozi, až masivní úbytky materiálu (ablaci), tavení a odpařování.

Nutno také počítat s pulzním provozem ICF reaktorů o frekvenci  $\sim 10$  Hz, tedy akumulaci účinku řádově až  $10^8$  pulzů za roční provoz reaktoru. Je tak prakticky vyloučeno připustit odprašení jen jediné atomární vrstvy za impuls, jež by při ročním provozu vedlo na úbytek až centimetrové povrchové vrstvy. Na druhou stranu se ukazuje, že nejen wolframové vzorky vystavené pulzní zátěži XUV/rtg. záření vykazují vyšší prahy vzniku poruch, než při působení jediného impulsu [8, 9, 93].

#### 2.2.3.2 Charakteristiky vhodných materiálů a konstrukcí

Velký význam tepelných a termomechanických účinků při interakci XUV/rtg. s materiálem vede na logickou volbu materiálů s vysokou teplotou tavení a odpařování. S tím souvisí i vlastnosti jako vysoká tepelná vodivost a kapacita, houževnatost a únavová pevnost [6]. Důležitá je také eroze a odprašování materiálu stěn, následné znečištění plazmatu a radiační ztráty způsobené nečistotami ionizovanými v plazmatu. V tomto ohledu je lepší volba lehčích prvků, protože radiační ztráty rostou s protonovým číslem  $Z$ . Volba materiálů málo náchylných k odprašování a odpařování je v ICF podstatná také kvůli zamezení kontaminace finální optiky a dalších podobných komponent. Tenké vrstvy deponované na povrchy optických elementů nejen degradují jejich účinnost, ale mohou vést i k jejich následnému zničení laserovým svazkem. V neposlední řadě je třeba vzít v potaz reaktanty a produkty fúze přítomné v reaktoru a unikající z plazmatu na povrch vnitřní stěny. Jejich působením mohou vznikat struktury degradující odezvu materiálu stěny na záření. V případě materiálů silně interagujících s tritiem je pak problém s akumulací velkého množství (až stovky gramů) tohoto nestabilního vodíkového izotopu v reaktorové nádobě [91].

Vnitřní stěny jsou většinou složeny z jednotlivých oddělených a vyměnitelných panelů. K maximalizaci interakční plochy a rozložení tepelné zátěže jsou panely vůči plazmatu orientovány pod úhlem. Obnažené hrany náchylné k vysokým lokálním ohřevům pak musí být zakryty dalším vhodně položeným panelem. Ke snížení tepelných pnutí se navíc používá lamelová konstrukce. K odvodu tepla může sloužit disperzně nebo precipitačně vytvrzená měděná (např. CuCrZr) vrstva pod povlakem vnitřní stěny a chladící médium (např. voda) vedené měděným dílem [91].

Zvýšenou odolnost vůči krátkovlnnému záření mohou poskytnout speciální mikrostruktury konstruované pro zvýšení absorpční plochy a usnadnění odvodu tepla. Výsledky interakčních experimentů intenzivního iontového svazku se vzorky se speciální 3D povrchovou strukturou ('*Engineered*' surfaces) byly popsány v [6, 94].

### 2.2.3.3 Výčet materiálů a jejich vlastností

Neexistuje materiál splňující všechny požadavky a končená volba tedy bude výsledkem kompromisu. Současně nejperspektivnějším materiálem vnitřních stěn (tokamaků i ICF reaktorů) se zdá být wolfram. Wolfram má vysoký energetický práh pro odprašování, vysokou tepelnou vodivost a teplotu tavení, příznivé vlastnosti i za vysokých teplot (např. pevnost), nízký tlak par a netvoří hydridy (neváže tritium) [9, 91]. Nepříznivé je jeho vysoké protonové číslo ( $Z = 74$ ) a tedy vysoké radiační ztráty v případě kontaminace plazmatu wolframem, dále jeho křehkost (za nízkých teplot) a s ní spojené obtížné opracování. Problematická může být také rekrystalizace wolframu a vysoká teplota přechodu křehký-houževnatý lom (DBTT, *Ductile-to-Brittle Transition Temperature*); rekrystalizace snižuje jeho houževnatost, pevnost a zvyšuje DBTT. Více k wolframu viz [95].

Použitelný je buď samotný wolfram, nebo pro zlepšení např. mechanických vlastností, případně dosažení vyšší teploty rekrystalizace, se používají slitiny W + La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, W + Mo + Y + Ti nebo W + Re [91]. Slitiny wolframu s vysokotavitelnými kovy (Nb, Ta, Cr, Zr, Hf, Re) připravované práškovou metalurgií, by mohly poskytnout zvýšenou pevnost [96]. Odezva slitiny W + Cr na radiační zátěž XUV laseru byla prozkoumána v experimentální části této práce (Kapitola 4). Slitina wolframu s chromem je také atraktivní díky zvýšené korozivzdornosti, které je potřeba v případě havárií tokamaku typu LOCA (*Loss-of-Coolant Accident*).

Tenké wolframové vrstvy se vyrábí fyzikální nebo chemickou depozicí z plynné fáze (PVD, *Physical Vapour Deposition* nebo CVD, *Chemical Vapour Deposition*) nebo plazmovým stříkáním (PS, *Plasma Spraying*). Silnější vrstvy používané spíše v tokamacích, se nejčastěji vyrábí slinovacími metodami práškové metalurgie [95]. Z výrobního postupu se odvíjí mikrostruktura wolframu a také jeho odezva na radiační a tepelnou zátěž.

Kromě wolframu se pro prvky vystavené plazmatu (PFC, *Plasma Facing Components*) nabízejí berylium a uhlíkové kompozity (CFC, *Carbon Fibre Composite*). Velikou výhodou CFC je jejich odolnost vůči vysokým tepelným tokům. Z důvodu vysoké afinity k tritiu jsou ale v reaktorech založených na DD a DT fúzi nepoužitelné. Berylium velmi málo váže tritium, je lehké ( $Z = 4$ ) a odolné proti erozi. Nevýhodou je nízká teplota tání a zejména jeho toxicita. Konstrukce vnitřní stěny ITERu je v současnosti připravena na vnitřní stěnu složenou ze segmentů z austenitické oceli s vrstvou slitiny mědi (CuCrZr) a beryliovým povlakem. Z důvodu obtížného nakládání s toxickým beryliem se nicméně spekuluje o jeho kompletním nahrazení wolframem.

Mimo wolframu, CFC a berylia jsou předmětem studia další materiály a slitiny. Jde o vanadové slity, karbid křemíku (SiC), bór a jeho karbidy (B<sub>4</sub>C), nitrid křemičitý (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>), aluminu (syntetická forma oxidu hlinitého), tavený křemen, hliník, případně lithium, cín a galium pro účely konstrukce kapalné vnitřní stěny [91, 97]. Experimenty zaměřené na studium odolnosti některých těchto materiálů rtg. zářením o fluenci v rozsahu 0,07 – 4,3 J/cm<sup>2</sup>, pro účely konstrukce vnitřní stěny reaktoru NIF byly shrnuty v článku [68].

Materiály na bázi vanadu se vyznačují větší radiační odolností a rychlým poklesem radioaktivity (v porovnání s např. martenzitickou ocelí) a jsou předmětem studia zejména pro konstrukční prvky [91]. Příměsí křemíku umožňují snížení chemické eroze uhlíku. Keramické kompozity SiC jsou tedy radiačně a tepelně odolné, pevné a korozivzdorné. Problém je v obtížném opracování a spojování všech keramických materiálů. Ještě větší odolnosti vůči XUV/rtg. dosahuje karbid bóru (B<sub>4</sub>C) [98]. Ten je atraktivní pro vnitřní stěny zejména stellarátorových konstrukcí [91].

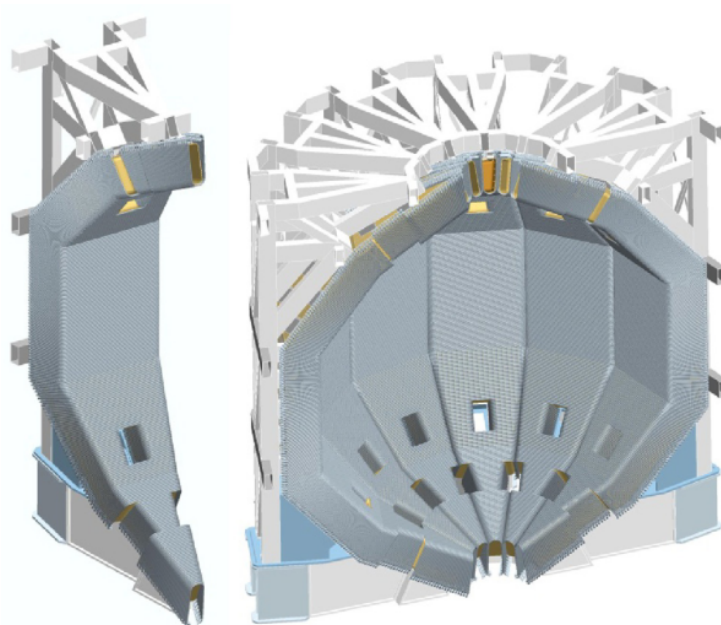
Reaktory NIF i LMJ tvoří 10 m široká komora v průměru, s 10 cm širokou hliníkovou vrstvou a 30 cm (NIF), resp. 40 cm (LMJ) vrstvou betonu dopovaného bórem [99, 100].

### 2.2.3.4 Některé návrhy konstrukcí vnitřních stěn ICF reaktorů

Většina LIFE (*Laser Inertial Fusion Energy*) konceptů spoléhá na absorpci části XUV/rtg. záření a nabitých částic v plynné „obálce“ vnitřní stěny reaktoru. Příkladem je použití 10 – 20 cm široké vrstvy řídkého ( $\sim 6 \mu\text{g}/\text{cm}^3$ ) xenonového nebo argonového plynu [2, 3, 101]. Malá hustota zajišťuje snížení absorpce svazků laserového ohřevu. Plynná obálka absorbuje intenzivní a krátké XUV/rtg. pulzy, které následně vyzáří na delších časových škálách. Klesá špičkový tepelný tok a maximální teplota ohřevu materiálu stěn. Vnitřní stěna by pak byla konstruována pouze ze speciálních ocelí. Vývoj pnutí v ocelové vnitřní stěně vlivem termomechanických efektů XUV/rtg. byl metodou konečných prvků studován v článku [101]. Autoři došli závěru, že vývoj pnutí a prasklin v feriticky martenzitické oceli HT-9 vlivem cyklické zátěže krátkých pulzů intenzivního XUV/rtg. nepřekročí limit vzniku dlouhých prasklin a fraktur v hloubce  $>100 \mu\text{m}$  pod povrchem.

Starší koncepty jako např. HYLIFE-II [102] byly navrženy pro absorpci a zpomalení neutronů, iontů a XUV/rtg. záření v tekuté tzv. „Flibe“ ( $\text{Li}_2\text{BeF}_4$ ) obálce.

Návrh LIFE reaktoru LLNL [2] je založen na přímé fúzi s výtěžkem 132 MJ, pracující s opakovací frekvencí 8,3 Hz. Zdrojem ohřevu je pevnolátkový laser buzený polem diod, dodávající na terčík energii 2,2 MJ. Primární chlazení vnitřní stěny a blanketu a výrobu tritia zajišťuje tekuté lithium. Vnitřní stěna prvního takového testovacího reaktoru by měla být z feriticky martenzitické oceli se sníženou aktivací. Další, již komerční LIFE elektrárny, budou mít vnitřní stěnu z oxidicky disperzně zpevněných (ODS, *Oxide-Dispersion Strengthened*) feritické ocelí [2]. Při předpokládané akumulaci  $\sim 10 \text{ dpa}$  za provozní rok by byla životnost takové stěny 2–4 roky [2]. Model modulární konstrukce vyměnitelných panelů stěny LIFE reaktoru je na Obr. 2.31. Celková konstrukce je složena z 12 navzájem oddělených panelů umožňujících snadnou údržbu a výměnu.



Obrázek 2.31: Model modulární konstrukce reaktoru LIFE [4].

HAPL program pracoval s předpokladem konstrukce vnitřní stěny z několik mm silné ocelové obálky s wolframovým povlakem šířky v řádu stovek  $\mu\text{m}$  [10]. V konceptuálním návrhu hybridního reaktoru Z-FFR byla testována vnitřní stěna složená ze slitiny zinku s wolframovou vrstvou [7].

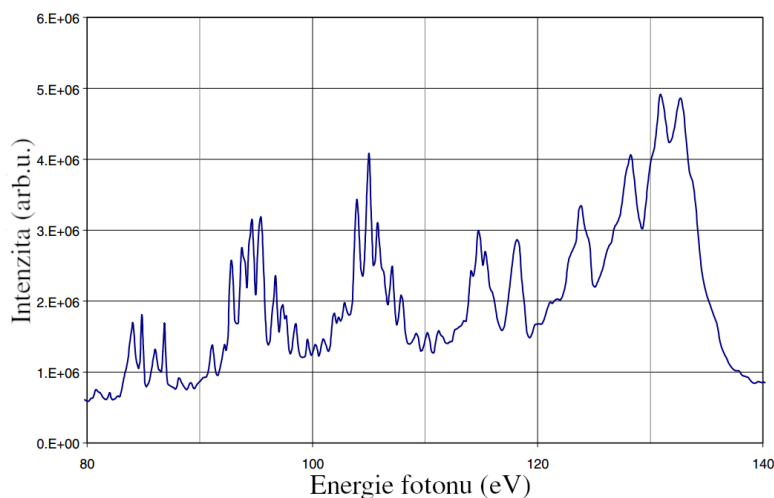
### 2.2.4 Testování odolnosti zvolených materiálů

Termojaderná fúze založená na magnetickém udržení je ve fázi budování prvního testovacího reaktoru ITER. Jeho cílem bude otestovat technologie pro budoucí demonstrační fúzní elektrárny typu DEMO. Součástí testování bude i posouzení termomechanických účinků na vnitřní stěnu s povlakem z berylia; přičemž se spekuluje i o přechodu na plně wolframovou konstrukci vnitřní stěny [1]. Pro mnohé technologické problémy ICF jsou testovací reaktory založené na inerciálním udržení stále nemyslitelné. Existují konceptuální návrhy jako SIRIUS [92], HYLIFE [102], LIFE [2–4], HiPER [103, 104] nebo hybridní reaktory, např. Z-FFR [7]. Nicméně současný výzkum ICF na dedikovaných zařízeních je stále ve fázi studia fyziky zapálení, imploze a hoření. Ostatní technologie, mezi nimi i testování odolnosti materiálů vůči termomechanické zátěži krátkovlnného záření fúzního plazmatu, jsou předmětem výzkumu menších skupin zaměřených na dílčí efekty, nikoliv reálné podmínky budoucích testovacích reaktorů. K laboratorním simulacím radiační zátěže se používají Z-pinčové nebo jiné pulzní plazmové zdroje intenzivního XUV/rtg. záření [7–9]. Ve výzkumném úkolu [14] a experimentální části této práce (Kapitola 3) byl pro tyto účely použit svazek XUV CDL. V následujícím textu jsou shrnuty podstatné parametry zdrojů a výsledky dosažené ve zmíněných experimentech.

#### 2.2.4.1 High Average Power Laser program

V rámci programu HAPL (*High Average Power Laser*) byla na zařízení XAPPER a *Z machine* v SNL studována opakovaná radiační zátěž různých wolframových vzorků. Na experimentu XAPPER [8] šlo o wolfram ve formě slisovaného metalurgického prášku (PM) a monokrystalický (SING) materiál. Vzorky zde byly vystaveny fluencím  $0,5 - \sim 1,2 \text{ J/cm}^2$  a různým počtům akumulovaných pulzů v rozsahu 1 – 100 000. V experimentech na *Z machine* [9] byla záření o fluencích  $0,27 \text{ J/cm}^2$  a  $0,9 \text{ J/cm}^2$  studovány termomechanické účinky jednoho XUV/rtg. impulsu na monokrystalický (SING) wolfram, slisovaný metalurgický prášek (PWM) wolframu a wolfram deponovaný z plynné fáze (CVD). Cílem bylo stanovení prahu poškození těchto wolframových vzorků jedním impulsem krátkovlnného záření. Experimenty programu HAPL s XAPPER zdrojem [8] a na Z-pinči [9] byly již popsány v rámci bakalářské práce [12] zaměřené zejména na současný účinek ionizujícího a neionizujícího záření. V textu níže je větší pozornost věnována významu těchto experimentů pro studium prahů poškození či vzniku jiných nevratných poruch na povrchu různých wolframových vzorků.

Zdrojem XUV/rtg. záření v XAPPER experimentech [8] bylo xenonové plazma buzené elektrickým výbojem. Typické spektrum krátkovlnného záření pro daný tlak xenonu a napětí výboje je v grafu na Obr. 2.32. S



Obrázek 2.32: Spektrum plazmového XAPPER zdroje záření v rozsahu energií fotonů 80 – 140 eV [8].

opakovací frekvencí až 10 Hz bylo pinčující plazma schopno generovat  $\sim 40$  ns pulzy o fluenci  $< 0,3$  J/cm<sup>2</sup> [8]. Záření bylo dále fokusováno eliptickou optikou a charakterizováno vakuovým kalorimetrem, CCD kamerou a polovodičovými detektory. Stopa fokusovaného svazku byla  $\sim 1$  mm [8]. Směrodatná odchylka fluence výstřel od výstřelu se pohybovala okolo  $\sim 11$  % [8].

Výsledky experimentů XAPPER [8] jsou shrnuty v Tab. 2.3. Povrch ozářených vzorků byl studován interferometrií v bílém světle (WLI, *white light interferometry*). Pro nízké fluence (0,5 J/cm<sup>2</sup> a 0,7 J/cm<sup>2</sup>) byla na povrchu PM i SING wolframu pozorována pouze změna zabarvení ozářených ploch a žádné poškození i při akumulacích 100 000 pulzů. Viditelné zvýšení drsnosti obou vzorků wolframu bylo pozorováno až při fluenci  $\sim 1$  J/cm<sup>2</sup> a akumulaci 10 000 pulzů. Zajímavé je, že pro dosažení stejné drsnosti vyžadoval SING wolfram o 20 000 akumulovaných pulzů více, než PM wolfram. Jeden pulz záření fluence  $\sim 1,2$  J/cm<sup>2</sup> způsobil nevratné poškození povrchu obou vzorků a pravděpodobně i jeho tavení. To souhlasí s numerickými simulacemi, které předpokládají tavení wolframu v rtg. oboru pro fluence  $> 1$  J/cm<sup>2</sup>. Takové fluence nicméně převyšují očekávané hodnoty v budoucích reaktorech, které podle článku [8] dosáhnou maximálně 0,8 J/cm<sup>2</sup>. Při ozařování byl pozorován nárůst teploty vzorků o 200 – 300°.

$F$ [J/cm <sup>2</sup> ]	# [-]	Materiál	Pozorovaný efekt
0,5	10 <sup>5</sup>	PM	žádné poškození
		SING	
0,7	10 <sup>5</sup>	PM	žádné poškození
		SING	žádné poškození (potenciálně i snížení drsnosti)
$\sim 1$	1 $\times$ 10 <sup>4</sup>	PM	zvětšení drsnosti na 72 nm
	3 $\times$ 10 <sup>4</sup>	SING	
$\sim 1,2$	1	PM	silné poškození
		SING	

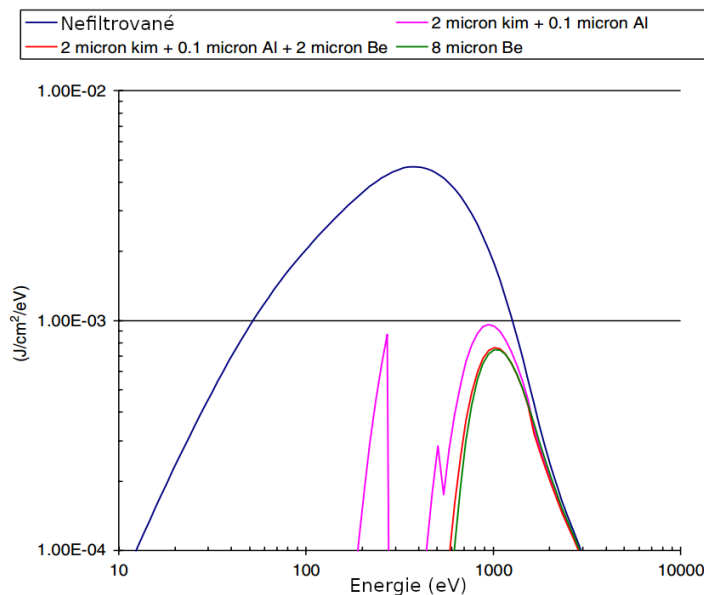
Tabulka 2.3: Shrnutí pozorovaných účinků pulzního XUV/rtg. záření na různé formy wolframu (PM - slisovaný metalurgický prášek wolframu, SING - monokrystalický wolfram) z experimentů XAPPER [8].  $F$  je fluence, # počet pulzů. Původní drsnost vzorků byla  $(16 \pm 1,8)$  nm pro PM a  $(7,7 \pm 1,8)$  nm pro SING. Převzato z [12].

Z *machine* použitý jako zdroj rtg. v experimentech popsaných v článku [9] byl schopný dodávat fluence 0,27 J/cm<sup>2</sup> a 0,9 J/cm<sup>2</sup> v jednotlivých impulzech. Zdrojem záření bylo plazma vzniklé implozí pole tenkých wolframových drátků Z-pinče. Spektrum generovaného XUV/rtg. záření s maximem na 0,6 keV je na Obr. 2.33. Volbou materiálu a tloušťky filtrů a pozicí vzorků vůči Z-pinči bylo možno nastavovat spektrum a fluenci pro ozařování. K filtrování se používaly beryliové nebo uhlíkové filtry s menší absorpcí v rtg. oboru. Před ozařováním byly vzorky ohřáty na teplotu 600 °C simulující podmínky ICF reaktoru; to může mít významný efekt na chování wolframu, který by při těchto teplotách měl být méně křehký, než při laboratorních teplotách. Pro diagnostiku byly použity filtrované rtg. fotodiody, bolometry, fotovodivostní detektory a transmisní spektrografie.

Z experimentů na Z-pinči popsaných v článku [9] plyne odlišná hodnota prahu pro zvyšování hrubosti polykrystalických (PWM, CVD) a monokrystalických (SING) wolframových vzorků. Ozářené povrchy byly studovány fokusovaným iontovým svazek (FIB), optickým profilováním povrchu a rastrovacím elektronovým mikroskopem (SEM). Práh poškození polykrystalických wolframových vzorků leží v rozmezí 0,27 – 0,9 J/cm<sup>2</sup>, zatímco monokrystalický vzorek wolframu se vykazuje prahem pro zvýšení hrubosti  $> 0,9$  J/cm<sup>2</sup> [9]. Z předběžných experimentů autorů článku [9] také plyne, že fluence 1,3 J/cm<sup>2</sup> by neměla dostačovat k tavení PWM. Tavení bylo pozorováno až při fluenci 2,3 J/cm<sup>2</sup>.

Na základě numerických simulací byl v [9] stanoven práh tavení wolframu jedním impulsem rtg. zářením Z-pinče filtrovaného 8  $\mu$ m berylia na  $\sim 0,5$  J/cm<sup>2</sup> a práh odpařování na  $\sim 2,4$  J/cm<sup>2</sup>. Pro nezahrnutí vlivu zrn,

různých poruch na povrchu vzorků a dalších jevů, budou tyto teoretické prahy pravděpodobně vyšší. Tomu naznačují i experimentální výsledky, kdy ani na fluenci  $0,9 \text{ J/cm}^2$  nebylo tavení pozorováno na žádném ze vzorků. Práh ablace wolframu by podle numerických simulací měl být  $1,2 \text{ J/cm}^2$  [9].

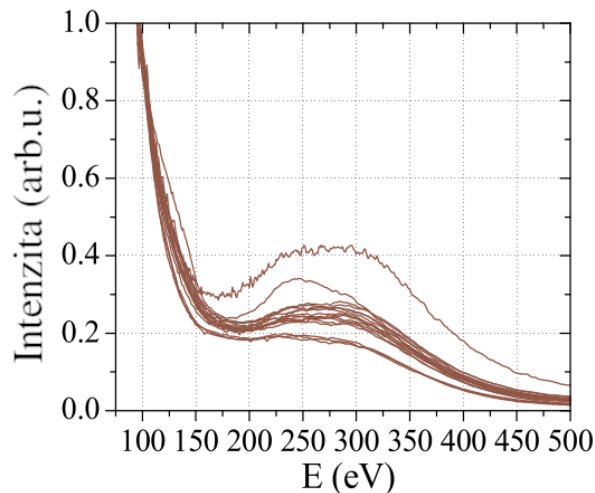


Obrázek 2.33: Spektrum XUV/rtg. záření ze Z-pinče pro různé kombinace filtrů [9].

#### 2.2.4.2 Hybridní reaktor Z-FFR

Další podobný experiment studující termomechanickou zátěž wolframu byl popsán v článku [7]. Zde šlo o nalezení energetického prahu vzniku termomechanických poruch na povrchu wolframu ozářeného jedním impulsem rtg. záření z plazmatu Z-pinče. Předmětem studia byly vzorky založené na tenkých vrstvách (1 mm) různých forem wolframu (monokrystalický, slisovaný metalurgický prášek, slitina W-Re) nanesených na slitině zirkonia. Na Z-pinčovém zařízení QG-I byly generovány jednotlivé  $\sim 30 \text{ ns}$  impulzy rozsahu fluencí  $0,2 - 0,7 \text{ J/cm}^2$  se spektrem spíše v XUV oblasti (Obr. 2.34). Experimenty byly prováděny v rámci studia radiační zátěže vnitřní stěny konceptuálního hybridního reaktoru Z-FFR (*Z-Pinch driven Fusion-Fission hybrid Reactor*), jehož vyzařovací charakteristika bude pravděpodobně odlišná od ICF reaktorů. V ICF reaktorech se počítá s větším zastoupením tvrdšího rtg. záření [8,9].

Povrchy ozářených vzorků byly studovány rastrovací elektronovou mikroskopií (SEM). Experimentální měření byla doplněna numerickými simulacemi termomechanické zátěže a materiálové odezvy vzorků v důsledku záření ze zdroje QG-I. Byla pozorována diskolorace a expanze ozářených ploch wolframu vlivem jejich ohřevu XUV/rtg. zářením. Tvorba nebo rozšiřování existujících prasklin či odprašování vlivem krátkovlnného záření pozorovány nebyly. Změny na povrchu vzorků způsobené termomechanickou zátěží byly v těchto experimentech přisuzovány plastickým deformacím. Simulace předpokládají ohřev během ozařování na teploty  $< 1700 \text{ K}$  a tedy žádné tavení wolframu. Na základě měření a simulací byl stanoven práh vzniku termomechanických poruch na povrchu wolframových vzorků v rozmezí  $0,15 - 0,21 \text{ J/cm}^2$  [7].



Obrázek 2.34: Spektrum XUV/rtg. záření Z-pinč zdroje QG-I [7].

### 2.2.4.3 Analytické výpočty a numerické modely

V článku [10] byly popsány analytické výpočty vývoje teploty a pnutí v ocelové vnitřní stěně ICF reaktoru s wolframovým povlakem, vlivem působení rtg. záření, iontů a fragmentů. Parametry záření a nabitých částic z fúzního plazmatu a výsledky simulací ohřevu jsou shrnuty v Tab. 2.4. Důležitý je zde závěr, že při 150 MJ implozi terčíku nedosáhnou očekávané fluence rtg. záření ( $0,32 \text{ J/cm}^2$ ) dostatečných hodnot k tavení vnitřní stěny (za předpokladu reaktoru o poloměru 7 m, bez plynné obálky vnitřní stěny) [10]. Vliv iontů na ohřev vnitřní stěny vychází, v porovnání s rtg., vyšší, ale stále nedostačující k tavení.

#	rtg. záření	ionty	fragmenty
hloubka depozice ( $\mu\text{m}$ )	2	10	1
doba depozice (ns)	1	800	2700
fluence ( $\text{J/cm}^2$ )	0,32	2,9	4,0
max. teplota ( $^{\circ}\text{C}$ )	860	1300	2700

Tabulka 2.4: Maximální teplota vnitřní stěny při 150 MJ implozi pelety v reaktoru o poloměru 7 m a odpovídající parametry záření a iontů [10].

Komplexnější modely vývoje pnutí vlivem tepelné zátěže vnitřní stěny popsané v [10] používaly metod konečných prvků. Jedna 150 MJ imploze ve vzdálenosti 7 m podle modelů vedla k nárůstu teploty na maximální hodnotu  $2554 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . Opakovaná zátěž s frekvencí 5 Hz nezpůsobovala žádný značný nárůst teploty mezi jednotlivými cykly. Maximální teplota ocelového substrátu dosáhla  $520 \text{ }^{\circ}\text{C}$  a vzniklé napětí nedostačovalo k plastickým deformacím v jeho struktuře nebo na povrchu. Předběžná analýza vývoje pnutí oceli při cyklické zátěži ( $10^8$  pulzů) naznačuje, že očekávané hodnoty jsou přibližně poloviční, oproti hodnotám potřebným ke vzniku plastických deformací či prasklin [10]. Analýza vývoje napětí a únavy wolframové vrstvy při dlouhodobé cyklické zátěži ( $10^8$  pulzů) ukazuje na nevyhnutelný vznik povrchových prasklin již po několika tisících pulzech [10]. Vhodnou volbou tloušťky povrchové vrstvy lze alespoň zamezit šíření prasklin a jiných poruch pod povrchovou vrstvou na rozhraní wolfram, ocel. Podle simulací je nutná alespoň  $200 \mu\text{m}$  široká wolframová vrstva, za předpokladu, že vzdálenost prasklin je  $<300 \mu\text{m}$  [10]. Výsledky prezentované v článku [10] vychází z relativně limitovaných dat a vyžadují experimentální ověření.



#### 2.2.4.4 Shrnutí poznatků o termomechanické zátěži

Na základě rešerše článků zaměřených na studium termomechanických efektů rtg. záření plazmatu sférické imploze palivové pelety v ICF reaktoru [7–10] si lze utvořit alespoň přibližný náhled na očekávané podmínky uvnitř ICF reaktorů a požadavky kladené na materiály vnitřních stěn. Experimenty a numerické simulace pracující se zářením spíše v tvrdším rtg. [8–10] odhalily různé hodnoty energetických prahů pro zvyšování hrubosti, ablaci či tavení wolframu. Pro zvýšení hrubosti povrchu wolframového vzorku byla zapotřebí fluence přibližně  $1 \text{ J/cm}^2$  a akumulace 10 000 pulzů pro PM, resp. 30 000 pro SING wolfram [8]. Při zátěži jedním impulzem by měl práh zvyšování hrubosti polykrystalického wolframu (PWM, CVD) ležet v rozmezí  $0,27$  až  $0,9 \text{ J/cm}^2$  a pro monokrystalický (SING) wolfram na fluencích vyšších než  $0,9 \text{ J/cm}^2$  [9]. Numerické simulace naznačují, že práh tavení wolframu by měl být překročen při fluencích vyšších než  $1 \text{ J/cm}^2$  [8], zatímco k dosažení ablace by mělo být potřeba  $1,2 \text{ J/cm}^2$  [9]. Na základě analytických výpočtů a modelů v [10] nebude vlivem rtg. záření docházet k tavení wolframové vnitřní stěny, ale vznik prasklin na jejím povrchu bude při opakované zátěži nevyhnutelný. Vhodnou volbou tloušťky wolframové vrstvy bude možné zamezit jejich šíření do ocelového substrátu. V experimentálních měřeních a simulacích používajících větší zastoupení XUV a měkkého rtg. [7] byl stanoven práh vzniku termomechanických poruch v rozmezí fluencí  $0,15$  –  $0,21 \text{ J/cm}^2$ . Maximální teplota ( $<1700 \text{ K}$ , pro fluence v rozmezí  $0,1$  –  $0,7 \text{ J/cm}^2$ ) by zde neměla dostačovat k tavení wolframu.

Zatím neznáme konkrétní tvar spektra záření fúzního plazmatu, doby depozice nebo fluence XUV/rtg. a iontů na vnitřní stěně. Výsledné hodnoty budou záležet na použitém schématu zapálení, palivovém cyklu, průběhu imploze, složení a rozměrech pelety, vzdálenosti vnitřní stěny od fúzního plazmatu atd. Tedy parametrech konkrétního reaktoru založeného na inerciální fúzi, které neznáme z důvodu jejich stále probíhajícího experimentálního výzkumu. Společnou součástí všech návrhů nutně budou: cyklická zátěž s opakovací frekvencí jednotek až desítek Hz, termomechanická zátěž intenzivních ns XUV/rtg. pulzů o fluenci desetin až jednotek  $\text{J/cm}^2$ , a termomechanická zátěž iontů a fragmentů v  $\mu\text{s}$  pulzech o fluenci jednotek až desítek  $\text{J/cm}^2$ . Například předběžné testy pro účely konstrukce NIFu pocházející z 90.let minulého století [97, 105, 106] pracovaly s předpoklady fluence XUV/rtg. záření  $\sim 2,5 \text{ J/cm}^2$  v ns pulzech na 5 m vzdálenou vnitřní stěnu.

V následující kapitole bude představena metoda studia termomechanické zátěže pomocí repetičního kapilárního výbojového XUV laseru a řádkovacího hmotově spektroskopického mikroskopu. Sledováním iontové emise buzené nanosekundovými pulzy XUV laseru s opakovací frekvencí 1 Hz, byla studována termomechanická zátěž různých wolframových vzorků a nitridu bóru. Cílem bylo stanovení prahů vzniku nevratných poruch.

### 3 Experimentální část

Laboratorní a počítačové simulace tepelných a netepelných účinků krátkovlnného záření na pevné látky jsou v současnosti motivovány studiem: poškozování vnitřních stěn ICF reaktorů touto složkou emise plazmatu [7–10, 13] nebo poškozování optických prvků krátkovlnných laserů [13], případně studiem struktury a složení látek [107] nebo pro jejich využití v nano/mikro-litografii [13].

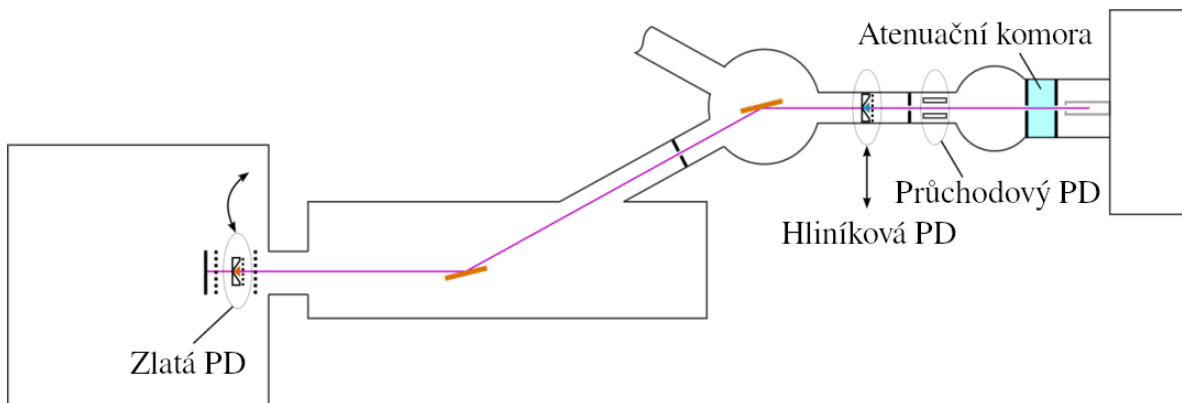
Vlastní měření byla zaměřena na studium poškozování materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů a tepelných účinků energetického záření na krátkovlnnou optiku. Experimentální část práce a prezentace výsledků tak byly rozděleny do dvou částí. V první bylo cílem stanovení a porovnání prahů poškození různých forem čistého wolframu a jeho slitiny s chromem, spolu s prahovými charakteristikami vzorku nitridu bóru. Experimenty v druhé části sledovaly ohřev krystalů a čoček z různých prvků (Ge, Si, C, Al, Be), působením keV pulzů o délce v řádu fs, generovaných rtg. laserem na volných elektronech.

Stanovení energetických prahů vzniku nevratných poruch na povrchu vybraných vzorků vlivem krátkovlnného záření spočívalo v měření iontového zisku indukovaného laserovým svazkem. K tomuto účelu posloužil kompaktní kapilární výbojový XUV laser (CDL, *Capillary Discharge Laser*) [39–41, 43] umístěný na FZÚ AV ČR, v. v. i. a popsáný v části 1.1.5 první kapitoly. K charakterizaci iontů z ozářených povrchů byl použit řádkovací hmotově spektroskopický mikroskop využívající úzce fokusovaný XUV laserový svazek [49, 107, 108] na Colorado State University ve Fort Collins. XUV CDL byl schopný v  $\sim 1,5$  ns dlouhých pulzech o střední energii  $\sim 1 - 10 \mu\text{J}$  dodávat do ohniska s opakovací frekvencí 1 Hz laserové fluence v podstatě od libovolně nízké hodnoty do  $1,27 \text{ J/cm}^2$ . Průměr laserového svazku se v ohnisku pohyboval v řádu jednotek  $\mu\text{m}$  až stovek nm a energie fotonů laserové čáry (26,4 eV) dostačovala k jednofotonové ionizaci prakticky libovolného prvku. Aparatura řádkovacího hmotově spektroskopického mikroskopu je popsána v části 3.2. Jí předcházející sekce 3.1 je věnována problematice měření energie pulzního XUV CDL. Výsledky těchto měření jsou prezentovány v částech 4.1 a 4.2 poslední kapitoly. K analýze povrchu ozářených vzorků bylo použito: Nomarského mikroskopie (NIC, *Nomarski Interference Contrast*), interferometrie v bílém světle (WLI, *White Light Interferometry*), mikroskopu atomárních sil (AFM, *Atomic Force Microscopy*) a rastrovacího elektronového mikroskopu (SEM, *Scanning Electron Microscope*). Získané snímky jsou v částech příloh A.1, A.2 a A.3.

Měření ohřevu krátkovlnné optiky probíhalo na Evropském rtg. laseru na volných elektronech (*European XFEL*). K záznamu IR emise tepelně namáhaných vzorků posloužila termokamera FLIR A6700sc [109] s IR objektivem (P/N: 4215502) [110]. Optická osa objektivu termokamery byla umístěná kolmo k ozařovaným krystalům a čočkám. Tepelné účinky energetického záření byly probrány v rámci sekce 2.1.4 minulé kapitoly. Podrobněji se problematice tepelných a netepelných účinků laserového záření v pevných látkách věnuje práce [73]. Parametry experimentální sestavy - svazku XFEL a termokamery FLIR A6700sc jsou popsány v části 3.3 této kapitoly; získané výsledky poté prezentovány v části 4.3 poslední kapitoly (a sekci příloh A.4).

### 3.1 Atenuace a měření energie svazku pulzního XUV CDL

K měření energie a charakterizaci jejího rozložení pro svazek XUV CDL byly použity dva vakuové a jeden polovodičový fotodetektor (PD). Vakuová fotodioda se zlatou fotokatodou (Au PD) umístěná v interakční komoře, sloužila k charakterizaci 2D profilu rozložení energie laserového XUV svazku. Cílem bylo nalezení oblasti nejvyšší intenzity pro umístění zónové destičky. Pro účely měření okamžité hodnoty energie za výstupem laseru z kapiláry byla do cesty svazku zasunována vakuová fotodioda s hliníkovou fotokatodou (Al PD). Pro získání odpovídajících hodnot energií za kolimačními zrcadly a zónovou destičkou byla Al PD křížově zkorelována s křemíkovou fotodiódou XUV-100 [53] (Si PD), která byla zkalibrována monochromatizovaným synchrotronovým zářením v berlínském PTB (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt*). Schéma aparatury měření energie laserového XUV svazku v aparatuře řádkovacího hmotové spektroskopického mikroskopu je na Obr. 3.1. Laserový svazek vystupuje z apertury za kapilárou, prochází atenuační komorou a průchodovým (ionizačním) fotodetektozem, je kolimován sadou dvou zrcadel se zlatou odrazivou vrstvou konstruovaných na tečný dopad a zónovou destičkou fokusován na povrch vzorku. Na místo s držáky vzorků v interakční komoře lze umístit Au PD k charakterizaci rozložení energie laserového svazku, či Si PD pro provedení křížové kalibrace s Al PD. Vakuový Al PD je možno bez nutnosti zavzdušňovat aparaturu zasouvat do cesty svazku za výstupem laseru z kapiláry. Průchodový PD pro měření energie použit nebyl.



Obrázek 3.1: Schéma aparatury hmotnostního spektrometru využívajícího XUV CDL s vyznačenými detektory záření a atenuační komorou [49].

Energii laserového XUV impulsu v  $\mu\text{J}$  lze vypočítat z integrálu signálu na osciloskopu ve  $\text{V} \cdot \text{s}$  ( $S_{PD}$ ), a to ze znalosti responzivity ( $R$ ), či kvantové účinnosti ( $QE$ ). Tyto parametry byly získány z kalibrace na PTB a pro křemíkovou fotodiódou XUV-100 a vlnovou délkou XUV CDL ( $\lambda = 46,9 \text{ nm}$ ) jsou [14]:

$R$	0,1236 A/W
$QE$	3,27 el./phot.

Tabulka 3.1: Responzivita ( $R$ ) a kvantová účinnost ( $QE$ ) Si PD (XUV-100) pro  $\lambda = 46,9 \text{ nm}$  [14].

Výraz pro energii pulzu, resp. energii detekovanou na polovodičové fotodiódě XUV-100 vycházející z responzivity je [14]:

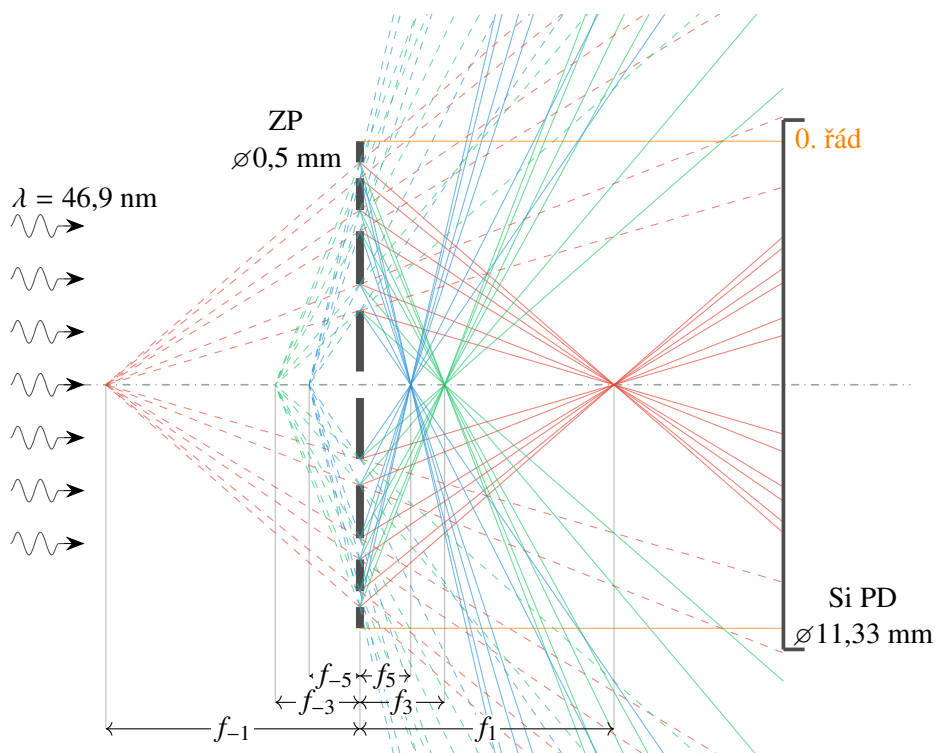
$$E_{\text{pulz}} / \mu\text{J} = \frac{10^6}{Z \cdot R} S_{PD}, \quad (3.1)$$

kde  $Z$  je impedance osciloskopu (typicky  $Z = 50 \Omega$ ) a  $S_{PD}$  signál z Si PD s odečteným vlivem pozadí a šumu. Ekvivalentní vztah založený na kvantové účinnosti má tvar [14]:

$$E_{\text{pulz}} / \mu\text{J} = \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{Q_e} \frac{10^6}{Z \cdot QE} S_{PD}, \quad (3.2)$$

zde  $h$ ,  $c$  a  $\lambda$  značí Planckovu konstantu, rychlost světla ve vakuu a vlnovou délku záření; zlomek  $hc/\lambda$  tak slouží k přepočtu vlnové délky na energii fotonu. Převod potenciálu z eV na jouly zajišťuje zlomek obsahující elementární náboj ( $Q_e$ ).

Rovnice (3.1) a (3.2) dávají prakticky stejné výsledky a určují celkovou energii nesenou jedním impulzem laserového XUV záření. Pro další výpočty a následnou interpretaci výsledků bude vyžadováno znát energii, resp. fluenci záření v ohnisku prvního řádu zónové destičky. Je tedy nutné stanovit poměr části svazku fokusované do bodového ohniska prvního řádu ku celkové energii detekované Si PD. Vynásobením celkové energie laserového svazku ze vztahu (3.1) nebo (3.2) tímto zlomkem pak dostaneme energii záření v bodovém ohnisku, která přísluší imprintům a jiným pozorovaným povrchovým modifikacím materiálu. Příspěvky od jednotlivých ohnisek kladných, záporných a nultého řádu k celkové detekované energii na aktivní ploše Si PD jsou schématicky zobrazeny na Obr. 3.2. Laserové záření dopadá na zónovou destičku (ZP) a jednotlivými ohnisky prochází na aktivní plochu XUV-100; podstatné jsou také příspěvky záporných (rozbíhavých) řádů a nultého řádu procházejícího ZP beze změny směru. K zamezení poškození aktivní plochy Si PD byl fotodetektor umístěn v bezpečné vzdálenosti za ohniskem prvního řádu. Ze znalosti velikosti aktivní plochy Si PD a vzdálenosti mezi



Obrázek 3.2: Schéma měření energie fokusovaného laserového XUV svazku křemíkovou fotodiodou.

ZP a Si PD lze následně pomocí výrazu pro vzdálenost ohniska  $m$ -tého řádu [17] a goniometrických vztahů vyjádřit poměry příspěvků jednotlivých řádů. Tyto poměry je nakonec nutno vynásobit účinností daného řádu (1.24). Poměr příspěvku ohniska prvního řádu násobený účinností ku sumě všech příspěvků násobených příslušnou účinností (konvergujících k nule) je kýžený zlomek. Pro námi použitou konfiguraci (poloměr aktivní

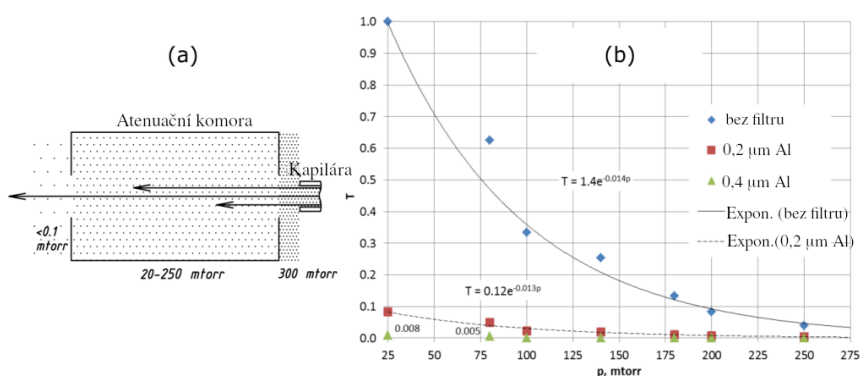
plochy Si PD 5,665 mm, vnější poloměr ZP 0,5 mm a vzdálenost mezi Si PD a ZP 4,4 mm) vyšel poměr energie fokusované do ohniska prvního řádu ku celkové energii laserového svazku procházející ZP 0,23.

Fluenci laserového svazku ( $F$ ) je možno stanovit dosazením energie pulzu  $E_{\text{pulz}}$  v  $\mu\text{J}$  a efektivní plochy  $A_{\text{eff}}$  v  $\mu\text{m}^2$  do vztahu [14]:

$$F / \text{J} \cdot \text{cm}^{-2} = E_{\text{pulz}} \cdot \frac{100}{A_{\text{eff}}} \quad (3.3)$$

K určení hodnoty efektivní plochy v ohnisku prvního řádu zónové destičky ( $A_{\text{eff}} = 0,627 \mu\text{m}^2$ ) byla použita metoda  $f(z)$ -skenu v PMMA a NoReFry algoritmu. Tato byla popsána již v bakalářské práci [12], případně původních publikacích [19, 63].

Změna energie, resp. fluence koherentního XUV záření byla prováděna změnou tlaku argonu v atenuační komoře umístěné za výstupem laseru z kapiláry. Schéma této části aparatury je na Obr. 3.3a. Jde o  $\sim 10$  cm dlouhou trubici se dvěma aperturami pro vstup a výstup laserového svazku [49]. Zvyšováním tlaku atomárního plynu dochází k exponenciálnímu poklesu transmise záření a tedy energie laserového svazku (Obr. 3.3b). Atenuace energie svazku se asymptoticky přibližuje nulové energii na tlaku argonu  $\sim 300$  mTorr, což zároveň přibližně odpovídá provoznímu tlaku argonu v kapiláře ( $\sim 300 - 400$  mTorr). Atenuační komora umožňuje plynulejší nastavitelnost fluence záření, oproti např. hliníkovým filtrům (viz Obr. 3.3b). Další možností atenuace energie laserového svazku je jeho defokusace zónovou destičkou. Změnou vzdálenosti zónové destičky od povrchu vzorků roste velikost stopy fokusovaného svazku a tedy klesá hustota energie. Atenuace defokusací je vhodnější pro aplikace nevyžadující bodový fokus (vysoké prostorové rozlišení) [49] a v experimentech popsaných níže použita nebyla.

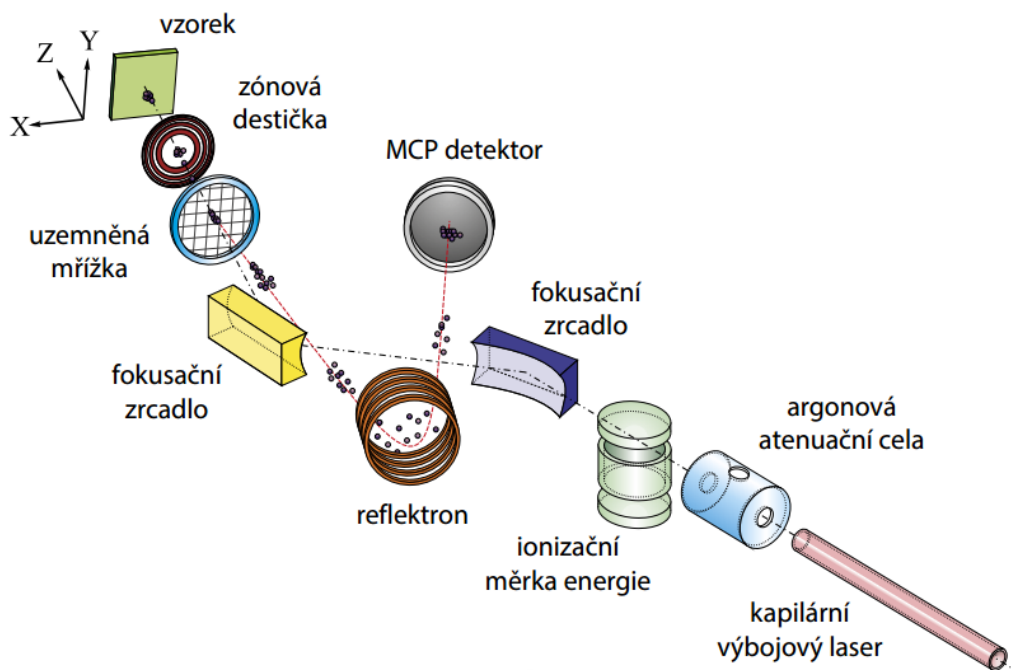


Obrázek 3.3: (a) Atenuační argonová komora umístěná za výstupem laserového XUV svazku z kapiláry a (b) exponenciální pokles transmise Ar s jeho rostoucím tlakem pro různé silné Al filtry [49].

Metodika křížové korelace spočívá v postupném záznamu signálu z Al PD a Si PD pro několik hodnot atenuací laserového svazku. Pomocí funkce popisující závislost integrálu signálu z Si PD na maximálním potenciálu generovaném dopadem fotonů na fotokatodu Al PD, lze poté přepočíst mezi těmito hodnotami a tedy mezi energií laserového XUV svazku měřenou za výstupem z kapiláry a za kolimačními a fokusačními prvky v interakční komoře. Znalost korelační funkce je nezbytná pro výpočet energie deponované v ohnisku prvního řádu na povrchu ozařovaného vzorku. Mezi jednotlivými kroky interakčního experimentu byla tedy do cesty svazku zasunována Al PD, na ní detekovaný signál byl pomocí korelační funkce přepočten na odpovídající signál, jež by detekovala Si PD v interakční komoře za zónovou destičkou. Použitím relace (3.1) nebo (3.2) a vynásobením poměrem energie fokusované do ohniska prvního řádu (0,23) byla následně získána energie, resp. dosazením do vztahu (3.3) fluence, laserového záření odpovídajícího danému imprintu. Výsledky měření energie a korelace fotodetektorů jsou představeny v části 4.1 následující kapitoly.

### 3.2 Charakterizace iontů emitovaných z ozářených povrchů

Ke studiu nevratného poškození různých materiálů ultrakrátkými pulzy XUV záření byl použita sestava řádkovacího hmotově spektroskopického mikroskopu založené na extrakci iontů ablací XUV svazkem kapilárního výbojového laseru [49, 107, 108]. Schéma jednotlivých dílů této aparatury je na Obr. 3.4. Argonové plazma buzené kapilárním výbojem generuje 1,5 ns dlouhé pulzy o energii fotonů 26,4 eV a střední energii pulzu  $\sim 1 - 10 \mu\text{J}$ , s opakovací frekvencí 1 Hz. O kompaktním kapilárním výbojovém XUV laseru bylo podrobněji pojednáno v části 1.1.5 této práce a článcích [39, 40, 42, 43]. Následné atenuaci a měření energie laserového svazku za jeho výstupem z kapiláry se věnovala předcházející sekce 3.1. Pro tyto účely je za kapilárou instalována průchodová argonová atenuační komora, ionizační průchodový fotodetektor a vakuová fotodioda s hliníkovou fotokatodou, kterou je možno zasunout do cesty svazku za atenuační komorou. Směřování a kolimace rozbíhavého laserového svazku se provádí dvěma pozlacenými toroidálními zrcadly konstruovanými na tečný dopad záření pod úhlem  $20^\circ$ . K fokusaci na vzorky umístěné uvnitř interakční komory byla použita binární zónová destička s  $\varnothing 50 \mu\text{m}$  aperturou pro extrakci iontů. Atomy a molekuly jsou ze vzorku extrahovány a následně ionizovány působením laserového záření a horkého plazmatu vzniklého na jeho povrchu. Vysoký potenciál (v řádu jednotek kV), mezi vzorkem a uzemněnou mřížkou, urychluje ionty skrz aperturu v zónové destičce, Einselovu čočku a deflekční desky do průletové trubice. Einselova čočka zajišťuje fokusaci iontového svazku a deflekční desky jeho směrování na reflektron. Na dráze  $\sim 0,9 \text{ m}$  dochází k rozdělení iontů podle podílu jejich hmotnosti a náboje  $m/z$ . V reflektronu je svazek dále směrován na mikrokanálový (MCP, *Micro Channel Plate*) detektor a zároveň jsou v něm kompenzovány rychlosti stejně hmotných iontů.



Obrázek 3.4: Aparatura řádkovacího hmotově spektroskopického mikroskopu využívajícího XUV CDL [108].

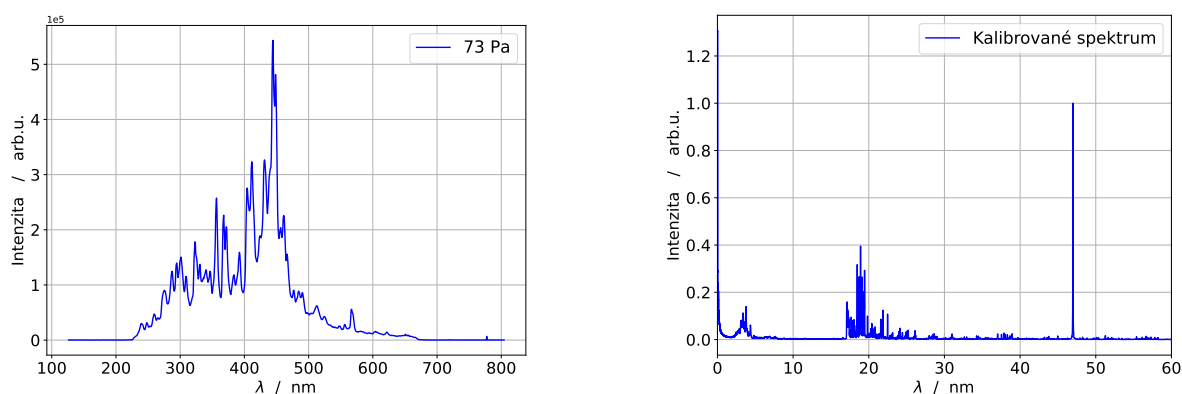
Následující text podrobněji představuje jednotlivé díly aparatury z Obr. 3.4. V části 3.2.1 jsou rozebrány parametry laserového svazku a jeho kolimace a fokusace. Jednotlivým součástem hmotově spektroskopického mikroskopu (extrakce iontů, průletová trubice a MCP) je věnován text části 3.2.2. V 3.2.3 je popsán postup záznamu a následného zpracování naměřených spekter.

### 3.2.1 Kolimace, fokusace a parametry svazku XUV CDL

Využití XUV CDL pro účely buzení iontové emise v zobrazovacím hmotnostním spektrometru, a konkrétněji pro laboratorní simulace radiační zátěže materiálů vnitřních stěn, má své opodstatnění z několika důvodů. Tyto přímo souvisejí s parametry krátkovlnného záření a povahou jeho interakce s látkou. Předně jde o velmi krátkou (nanometrovou) atenuační délku, s ní související nízké ablační prahy a relativně dobré ablační účinnosti záření o vlnové délce  $\lambda = 46,9$  nm. To znamená možnost ablace a extrakce iontů z materiálů průhledných pro rutinně používané UV/Vis/IR lasery a možnost jednofotonové ionizace téměř libovolné látky tímto zářením. U XUV CDL převládá fotoionizace nad ionizací srážkovými procesy s elektrony (*electron impact ionization*) [108]. Velmi důležitá je také kritická elektronová hustota, která je pro krátkovlnné XUV záření přibližně o řád vyšší, než pro UV [49]. To znamená, že na rozdíl od ozařovacích experimentů s UV lasery, nedochází u XUV svazků k jejich odrazu od plazmatu vzniklého interakcí záření s látkou. Odraz UV záření od plazmatu se projevuje z důvodu rovnosti frekvence oscilací elektronů (plazmové frekvence) a frekvence laserového záření v místě kritické elektronové hustoty plazmatu. Dále je podstatná možnost XUV záření fokusovat do mikronových až submikronových stop (až  $\sim 100$  nm), umožňující dosažení vysoké hustoty energie deponované do tenké podpovrchové vrstvy vzorku [49].

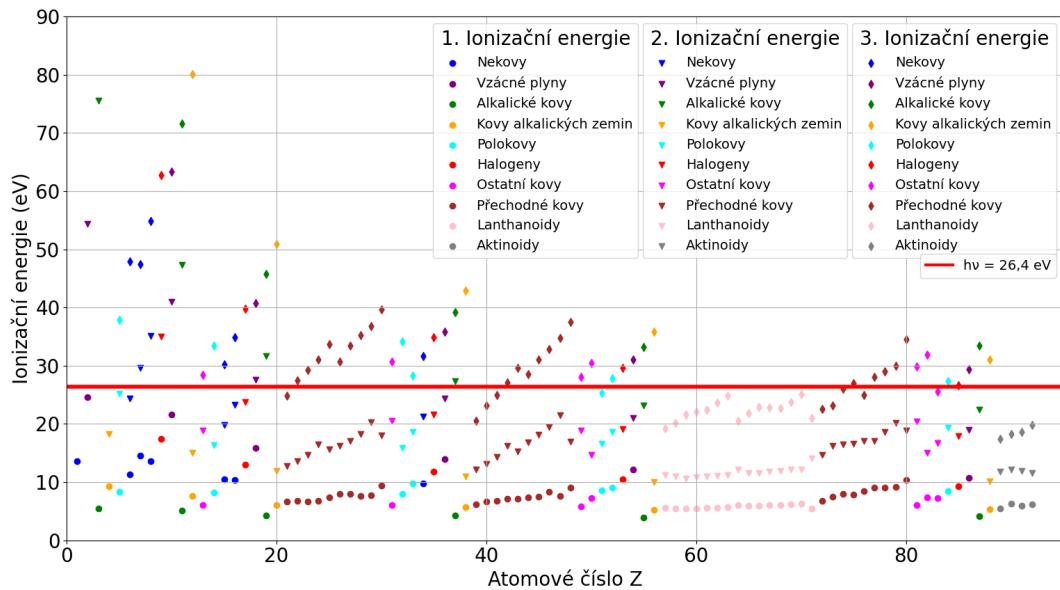
Dosud používané a ozkoušené metody zobrazovací hmotnostní spektroskopie (*Mass Spectroscopy Imaging*) jsou založeny na extrakci iontů: dekompozicí proudem iontů (SIMS, *Secondary Ion Mass Spectroscopy*), krátkými UV/Vis/IR pulzy (LDI, *Laser Desorption Ionization*) nebo desorpcí kapičkami aerosolu na potenciálu několika kV (DESI, *Desorption ElectroSpray Ionization*). Hlavním společným omezením těchto metod je jejich příčné rozlišení [108]. Průletový (TOF, *Time-Of-Flight*) hmotnostní spektrometr využívající ablaci fokusovaným svazkem XUV CDL instalovaný v laboratořích CSU (*Colorado State University*), byl naopak v experimentech 3D molekulárního zobrazování chemického složení organických vzorků schopen dosáhnout příčného a podélného rozlišení  $\sim 75$   $\mu\text{m}$  a  $\sim 25$  nm, při hmotnostním rozlišení  $m/\Delta m = 1100$  [107].

Dlouhovlnná nekoherentní emise (Obr. 3.5 vlevo) a krátkovlnné spektrum s úzkou laserovou čarou na vlnové délce  $\lambda = 46,9$  nm (Obr. 3.5 vpravo) z plazmatu CDL, byly charakterizovány v rámci bakalářské práce [12]. Konkrétní hodnoty intenzit, ani poměry zastoupení dlouhovlnné emise plazmatu a koherentního laserového záření nicméně známy nejsou. Vliv současného účinku ionizujícího a neionizujícího záření na získané výsledky je diskutován v následující kapitole. Rozsah využití svazku XUV CDL pro ionizaci jedním fotonem je ilustrován na Obr. 3.6. V grafu jsou vyneseny hodnoty prvního, druhého a třetího ionizačního potenciálu jednotlivých prvků, spolu s energií fotonů laserové čáry XUV CDL. Na Obr. 3.7 lze vidět, že první tři ionizační potenciály wolframu leží pod touto energií.

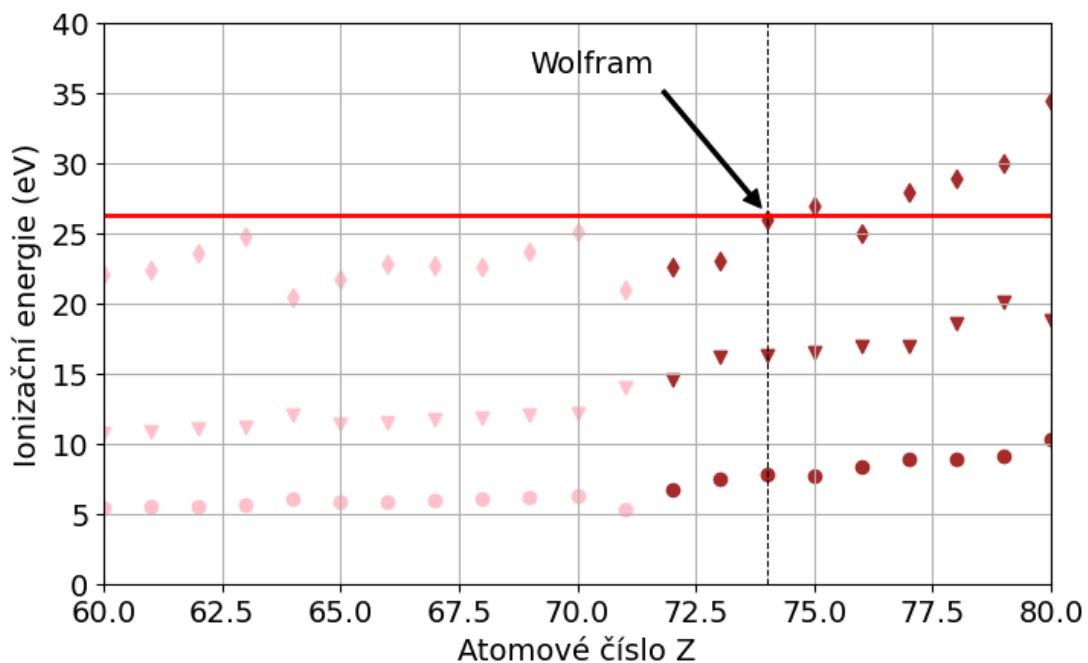


Obrázek 3.5: Spektrum dlouhovlnné emise plazmatu XUV CDL při tlaku argonu v kapiláře 73 Pa (vlevo) a krátkovlnné emise (vpravo) s laserovou čarou na  $\lambda = 46,9$  nm [12].





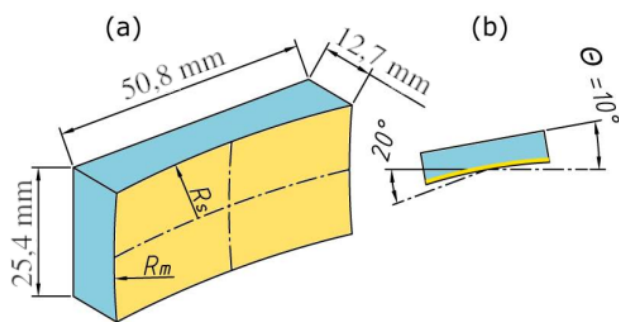
Obrázek 3.6: První (kolečka), druhý (trojúhelníky) a třetí (kosočtverce) ionizační potenciál jednotlivých prvků. Červenou čarou je vyznačena energie fotonů koherentního svazku XUV CDL (data z [111]).



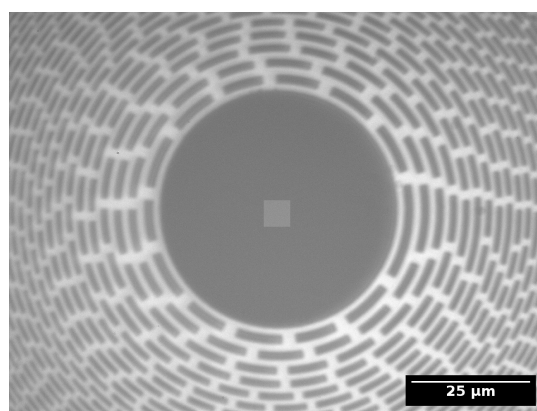
Obrázek 3.7: První tři ionizační potenciály wolframu. Červenou čarou je vyznačena energie fotonů koherentního svazku XUV CDL (data z [111]).

Schéma zlateného toroidálního zrcadla pro směřování a kolimaci laserového svazku je na Obr. 3.8. Kolimace je nutná z důvodu relativně vysoké divergence laserového svazku ( $\sim 5$  mrad) [43] a dlouhé vzdálenosti mezi kapilárou a fokusační optikou ( $\sim 3$  m). 100 nm silná zlatá vrstva poskytuje 50 % transmisivitu při úhlu dopadu  $10^\circ$ . Toroidální geometrie byla zvolena z důvodu projevu astigmatismu u běžných kulových či parabolických zrcadel [49].  $R_m$  a  $R_s$  značí vertikální (*meridional*) a horizontální (*sagittal*) poloměr zrcadla.

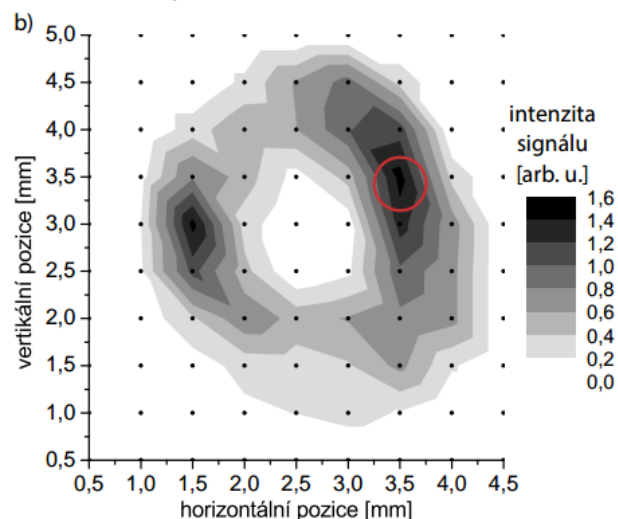
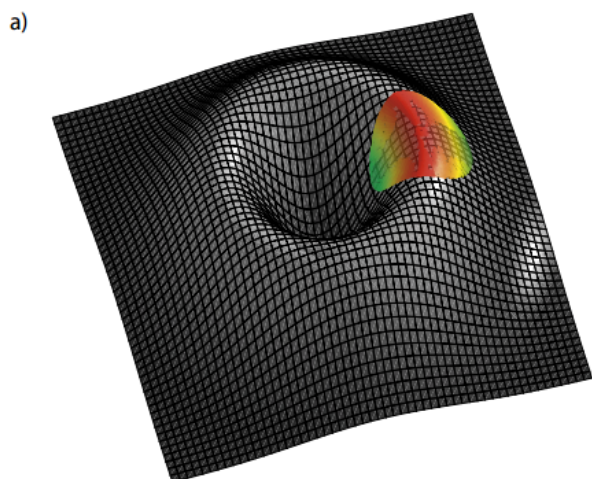
Část geometrie zónové destičky zajišťující fokusaci kolimovaného laserového svazku na povrch ozářovaného vzorku vyobrazuje snímek z optického mikroskopu na Obr. 3.9. ZP je složena z postupně se zužujících koncentrických zón, s aperturou pro extrakci iontů o průměru  $50\ \mu\text{m}$  a celkovým vnějším průměrem  $0,5\ \text{mm}$  [49]. Vizualizace anulárního profilu rozložení intenzity kolimovaného laserového svazku o vnějším průměru  $\sim 3\ \text{mm}$  [108] je na Obr. 3.10a. Tento je před měřením nutno charakterizovat vakuovou fotodiodou se zlatou fotokatodou a ZP umístit do pozice odpovídající nejvyšší intenzitě (červený kruh na Obr. 3.10b).



Obrázek 3.8: (a) Pohled zepředu a (b) shora na toroidální zrcadlo se zlatou vrstvou konstruované na dopad XUV CDL svazku pod úhlem  $20^\circ$  [49].



Obrázek 3.9: Snímek části geometrie binární zónové destičky pro fokusaci XUV CDL svazku s  $\varnothing 50\ \mu\text{m}$  otvorem pro extrakci iontů [14].

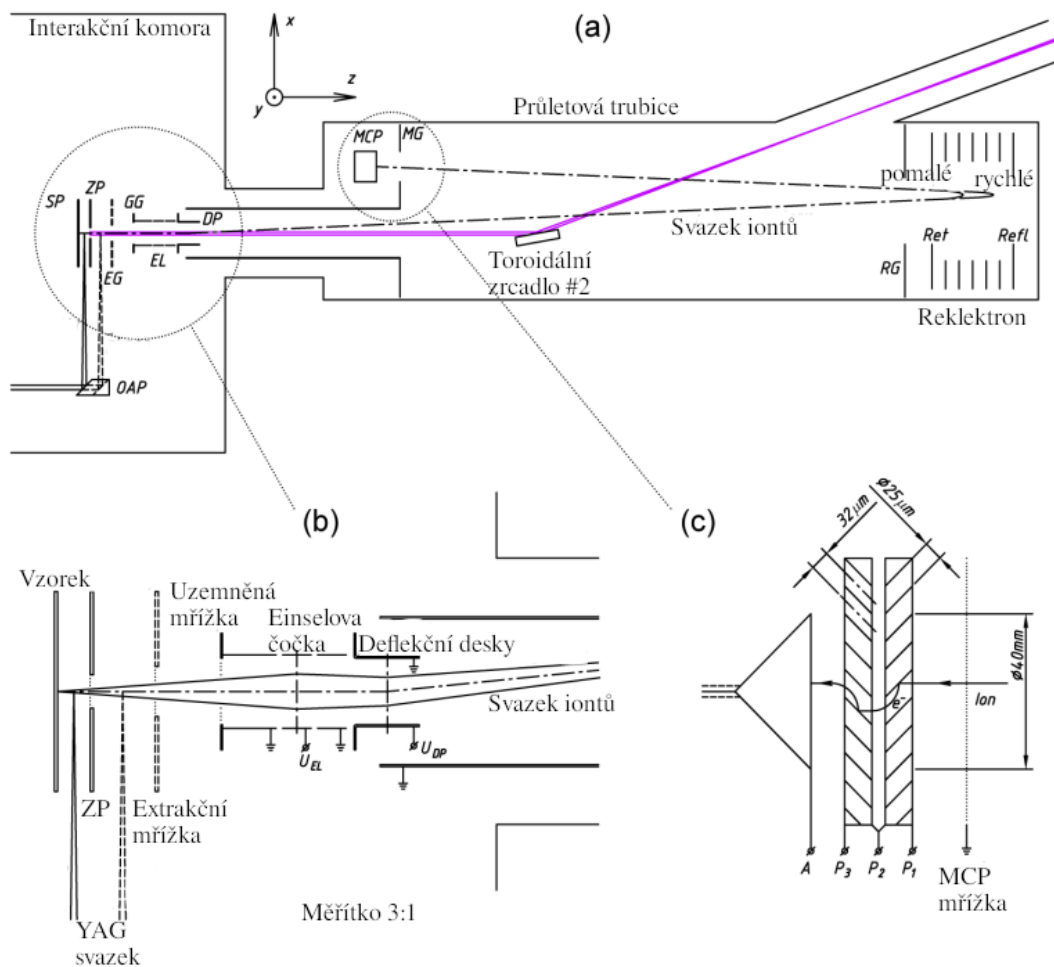


Obrázek 3.10: a) 3D Vizualizace tvaru profilu intenzity svazku s barevně vyznačenou polohou nejvyšší intenzity, b) změřený profil intenzity (červeně je označena oblast nejvyšší intenzity a tedy zvolené polohy ZP) [108].

### 3.2.2 Řádkovací hmotově spektroskopický mikroskop

Po depozici energie fokusovaného laserového svazku v tenké podpovrchové vrstvě vzorku dochází ke vzniku plazmového výtrysku (*plasma plume*) na jeho povrchu, následně emisi atomů a molekul a jejich ionizaci a extrakci iontů. Vzorky byly přilepeny a vodivě spojeny se sklíčkem s ITO (*Indium Tin Oxide*) vrstvou, které bylo přichyceno v kovovém držáku a připojeno na potenciál +6 kV. Statické elektrické pole mezi vzorkem a uzemněnou extrakční mřížkou pak zajišťovalo urychlování kladných iontů skrz mřížku, směrem do průletové trubice. Změna napětí na Einselově čočce a deflekcí deskách umožňovala fokusaci a směřování iontového svazku na reflektron umístěný na konci průletové trubice. Část aparatury hmotnostního spektrometru sloužící k extrakci iontů z povrchu ozářeného vzorku v interakční komoře je schématicky vyobrazena na Obr. 3.11b.

Za deflekcími deskami pokračuje iontový svazek, proti směru laserového záření, do průletové trubice (Obr. 3.11a). Na dráze ~0,9 m zde dochází k jeho rozšíření podle podílu hmotnosti a náboje  $m/z$  jednotlivých iontů (*Time-of-flight broadening*). Elektrické pole v reflektronu obrací trajektorii iontů o téměř 180° na MCP detektor a zároveň kompenzuje různé rychlosti stejně hmotných iontů. Princip spočívá v tom, že rychlejší ionty pronikají do větší hloubky, než pomalejší a cestují tedy po delší trajektorii. Vhodnou volbou napětí na reflektronu jsou tak kompenzovány disperze energií způsobené urychlováním iontů a je zaručeno, že ionty stejných hmotností dopadají na MCP v přibližně stejných okamžicích [14, 49].



Obrázek 3.11: (a) Schéma interakční komory a průletové trubice hmotnostního spektrometru. (b) Detail aparatury pro extrakci iontů z povrchu vzorku. (c) Detail sestavy mikrokanálového detektoru iontů [49].

MCP detektor funguje na stejném principu jako fotonásobič, resp. *Channeltron*, neboli fotonásobič s kontinuální dynodou. Dopadající ionty jsou vnitřním potenciálem v detektoru urychleny na povrstvenou katodu, ve které srážkami generují elektrony, jež jsou elektrostatickým potenciálem urychleny na další dynody, z nichž vyraží další elektrony. Iontový svazek je tak převeden na proud elektronů a následně signál pozorovatelný na osciloskopu; doba příletu iontů je poté kalibrací převedena na podíl  $m/z$ . Profil MCP je na Obr. 3.11c. Ionty zde přilétávají zprava, potenciálem 2 kV jsou urychleny na stěny křemíkových kanálků nakloněných vůči náletávajícímu svazku tak, aby byla maximalizována jejich aktivní plocha a zisk elektronů z nich emitovaných. Elektrony jsou dále urychlovány na stěny potenciálem  $\leq 1$  kV a postupně násobeny. Aktivní plocha použitého MCP detektoru je 40 mm a konverzní účinnost řádově  $10^6 - 10^7$  elektronů/iont [49].

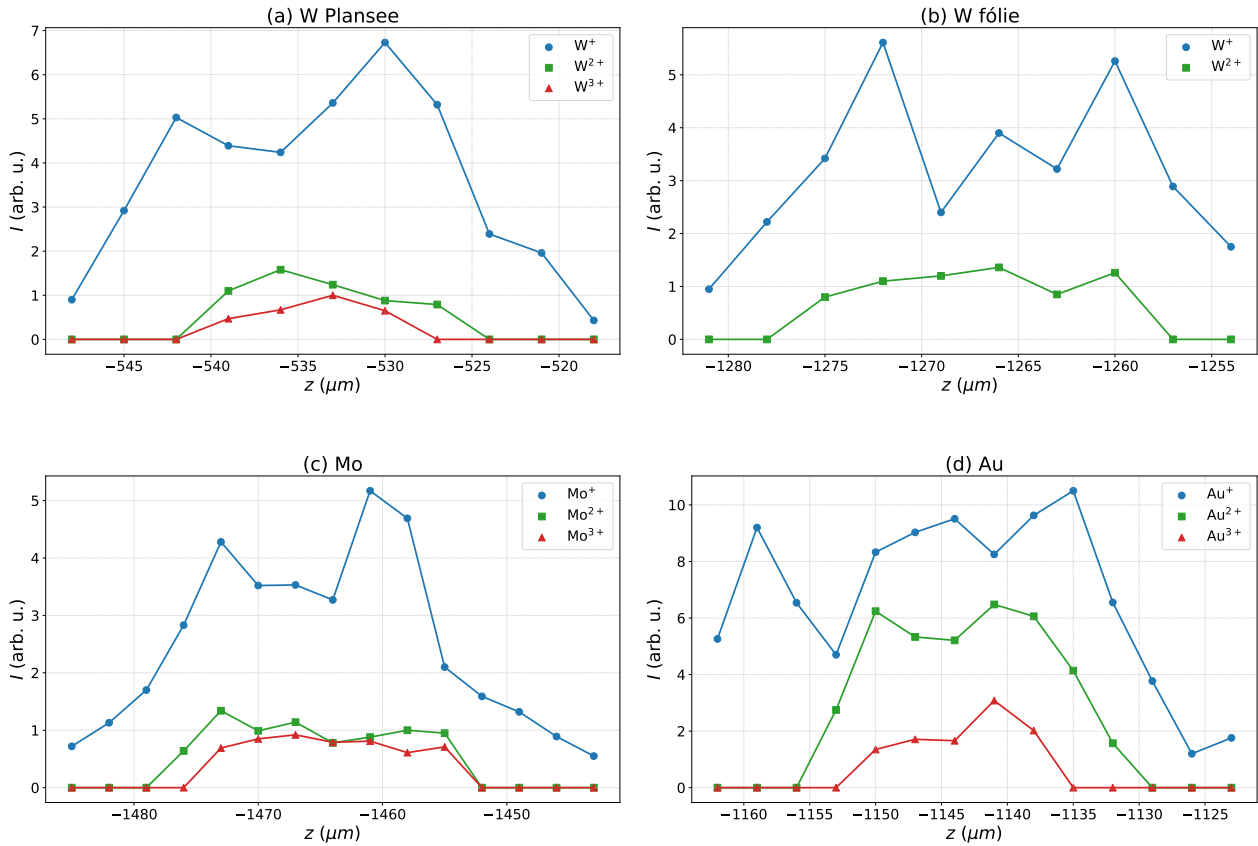
Nezbytnou součástí aparatury hmotnostního spektrometru je také vysoké vakuum ( $10^{-6} - 10^{-7}$  Pa). To zajišťuje jednak možnost transportu laserového a iontového svazku bez jeho významné atenuace, jednak správnou funkci MCP a čistotu zrcadel a dalších povrchů [49]. Pro tyto účely jsou prostory vedení laseru, průletové trubice a interakční komory čerpány třemi turbomolekulárními a čtyřmi spirálovými (*scroll*) vývěvami. Pro dosažení 98% transmisivity XUV záření je vyžadován tlak řádu  $10^{-2}$  Pa. Střední volná dráha srážek iontů s neutrálními částicemi zbytkové atmosféry dlouhá  $\sim 500$  m odpovídá tlaku  $5 \times 10^{-6}$  Pa [49]. Pro další podrobnosti k jednotlivým dílům aparatury řádkovacího hmotově spektroskopického mikroskopu využívajícího svazku fokusovaného XUV CDL viz [49].

### 3.2.3 Záznam a zpracování naměřených hmotnostních spekter

Před samotným měřením iontového zisku v závislosti na fluenci laserového svazku, bylo nutné pro každý jednotlivý vzorek nalézt ohnisko prvního řádu ZP. Vzorky byly uchycené v držáku za ZP, umožňující jejich posun v rovině vzorku ( $x, y$ ) a kolmo na vzorek, podél laserového svazku ( $z$ ). Postup nalezení ohniska spočíval v provedení tzv. z-skenu, tj. záznamu intenzity pro několik kroků posunu (změny relativní vzdálenosti) vzorku vůči ZP v ose  $z$ . Maximum zisku iontů daného materiálu v oblasti ohniska prvního řádu ZP ( $\sim 2,1$  mm) pak odpovídá hledanému bodu. Výsledky z-skenů pro některé vzorky (W Plansee, W fólie, Mo a Au) jsou v grafech na Obr. 3.12. Jde o závislost intenzity signálu jednoho z ionizovaných izotopů (např.  $^{183}\text{W}^+$ ) na relativním posunu vzorku vůči ZP. Barevně jsou odlišeny jedenkrát, dvakrát a třikrát ionizované izotopy. Na všech vzorcích vidíme jednak výskyt více lokálních maxim při velmi malém posunu (jednotky  $\mu\text{m}$ ), jednak téměř inverzní vývoj signálu jedenkrát a vícekrát ionizovaných izotopů; myšleno, že např. v místě lokálního minima  $\text{Au}^+$  leží lokální maximum  $\text{Au}^{2+}$  a  $\text{Au}^{3+}$  (Obr. 3.12d). Takový vývoj iontového zisku lze pravděpodobně přisuzovat nelineárním jevům interakce záření s látkou (vícefotonové ionizaci), projevujícím se při vysoké energii laserového svazku, protože při menších energiích (např. pod ionizační energií  $\text{W}^{3+}$ ) byly mnohem méně prominentní. Energetické prahy vzniku nevratných poruch byly u většiny vzorků studovány v pozici maxima zisku jedenkrát nabitých iontů. U vzorku W Plansee byl prozkoumán i bod s nejvyšším ziskem  $^{182}\text{W}^{2+}$ . Výsledky těchto měření jsou prezentovány a diskutovány v následující kapitole.

Měření iontového zisku se provádělo metodou tzv. fluenčního skenu (f-skenu), kdy byla hmotnostní spektra iontů emitovaných z povrchu ozářeného vzorku zaznamenána pro několik atenuací fokusovaného laserového svazku. Vzorek (umístěný v ohnisku prvního řádu ZP<sup>1</sup>) byl pro každou atenuaci posouván v rovině ( $x, y$ ), přičemž pro každou fluenci laseru (atenuaci) byla zaznamenána statistika několika otisků (většinou v matici  $3 \times 3$  nebo  $6 \times 6$ ). Matice bodů je potřeba pro získání chyby měření a zároveň z důvodu relativně vysoké fluktuace energie (*energy jitter*) a směřování (*pointing jitter*) laserového svazku výstřel od výstřelu. Tyto se nejvíce projevují při dlouhé prodlevě mezi jednotlivými pulzy a první bod matice se tak do celkové statistiky

<sup>1</sup> Velikost stopy fokusovaného svazku se, v ohnisku prvního řádu ZP, pohybovala v řádu stovek nm, až jednotek  $\mu\text{m}$ . Dalšího zmenšení lze, za cenu nižší účinnosti fokusace, dosáhnout posunem vzorku do ohniska vyššího řádu ZP.



Obrázek 3.12: Závislost intenzity signálu jedenkrát, dvakrát, případně i třikrát ionizovaných izotopů ze vzorku (a) W Plansee, (b) W fólie, (c) Mo a (d) Au, při relativní změně vzdálenosti vzorku od zónové destičky ve směru svazku (tj. při z-skenu).

nezapočítával. V případě většiny měření (zejména s kovovými vzorky) je navíc každý bod matice výsledkem akumulace 3 – 10 pulzů o frekvenci 1 Hz.

Naměřená hmotnostní spektra z každého jednotlivého imprintu byla zpracována zvlášť a získané výsledky následně zprůměrovány. Celkovým výsledkem byla tedy závislost počtu detekovaných iontů (celkového náboje) na fluenci fokusovaného laserového záření. Chyba daného bodu (pro danou laserovou fluenci) byla určena jako směrodatná odchylka. Postup zpracování naměřených dat spočíval v kalibraci spekter pomocí významných maxim, v odečtu pozadí a šumu a nalezení a zintegrování jednotlivých píků příslušejících stabilním izotopům prvků tvořící daný materiál. K výpočtu integrální hodnoty ( $I$ ) bylo použito Simpsonovo pravidlo, celkový náboj příslušející danému píku ( $n_q$ ) byl následně spočítán dosazením do vztahu [49]:

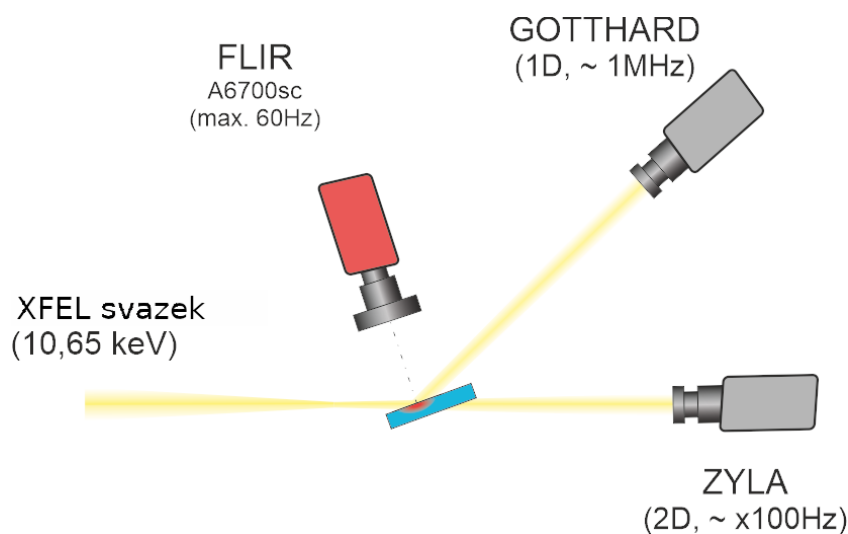
$$n_q = \frac{I}{R \cdot Q_e \cdot G_{\text{MCP}}}, \quad (3.4)$$

kde  $R = 50 \Omega$  je impedance osciloskopu,  $Q_e$  elementární náboj a  $G_{\text{MCP}} = 2,31 \times 10^6$  el/iont zisk MCP. Vzorkovací frekvence byla 3 GS/s.

### 3.3 Studium ohřevu materiálů krátkovlnným laserem

Tepelná zátěž optických prvků instalovaných např. na zařízení typu XFEL plyne z vysoké opakovací frekvence a energie fotonů těchto zdrojů. Tepelné jevy indukované v materiálu optiky vysoce intenzivními rtg. laserovými pulzy s opakovací frekvencí v řádu jednotek MHz mohou vést ke zkreslování vlnoploch dopadajícího záření, mechanickému a tepelnému stresu, případně až ke vzniku nevratných poruch. Pro popis vyzařování laserem prohráté oblasti vzorku lze použít model absolutně černého tělesa, u kterého závisí hustota vyzářeného výkonu pouze na jeho teplotě (a vlnové délce záření), a které se řídí Planckovým zákonem. Teplota naměřená termokamerou je poté stanovena z integrálu křivky spektrální zářivosti v rozsahu detekovaných vlnových délek. Neideální absorpci záření zachycuje komplikovanější model tzv. šedého tělesa, kdy se kromě absorpce laserového záření v prostředí bere v potaz také jeho odraz a průchod části energie pulzu vzorkem. Další chybu do měření vnáší absorpce IR záření v prostředí mezi vzorkem a termokamerou a šum od vyzařování všech okolních objektů s nenulovou absolutní teplotou [73].

Cílem našich měření bylo prozkoumat ohřev různých krystalů a čoček indukovaný laserovým XFEL zářením. Konkrétně šlo o hliníkovou a beryliovou čočku a krystaly Ge(400), Si(333) a C(220) rutinně používané na instrumentu FXE (*Femtosecond X-ray Experiments*) k spektrometrii nebo např. monochromatizaci svazku [112]. Schéma použité experimentální sestavy je na Obr. 3.13. Laserový svazek dopadá zleva na testovaný vzorek orientovaný kolmo na optickou osu objektivu termokamery FLIR. 1D a 2D rtg. detektory GOTTHARD (*Gain Optimizing microTrip sysTem with Analog ReaDout*) a Zyla CCD pro zde popsané experimenty důležité nejsou.



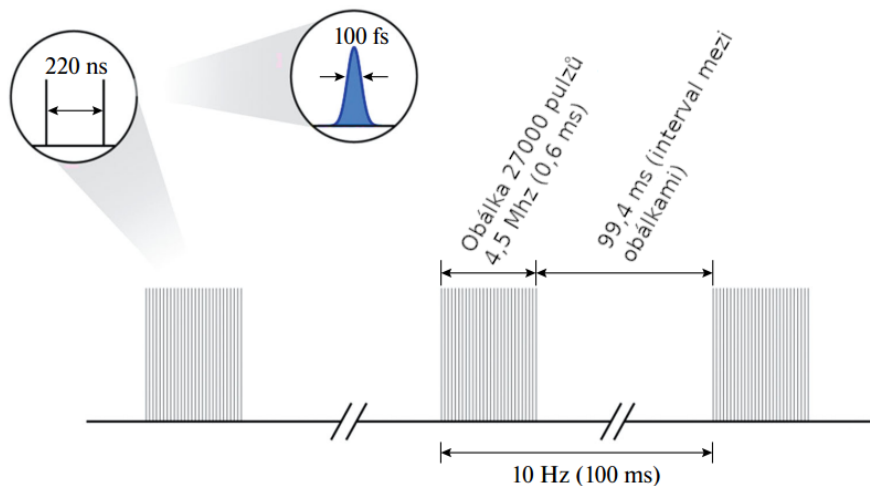
Obrázek 3.13: Schéma experimentální sestavy měření ohřevu optických elementů termokamerou FLIR [113].

#### 3.3.1 Rtg. laser na volných elektronech (XFEL)

Princip laseru na volných elektronech byl shrnut v sekci 1.1.2 teoretické části této práce. V našich experimentech k simulaci tepelné zátěže posloužil svazek laserového systému XFEL (*European X-Ray Free-Electron Laser Facility*) v Hamburku, SRN. Záření v rtg. oboru je zde generováno ve třech undulátorech pracujících v režimu SASE s nastavitelnou vzdáleností magnetů umožňující volbu energie fotonu v rozmezí jednotek až desítek keV ( $E_{\max} = 15 \text{ keV}$ ) [114]. Volbou náboje elektronového zhrstku lze měnit také délku pulzů a změnou konfigurace undulátoru polarizaci záření. Supravodivý urychlovač je schopen dodávat svazky elektronů energií

až 17,5 GeV. Zařizování pracuje s opakovací frekvencí 10 Hz a délkou pulzu 0,6 ms, o energii  $\geq 2$  mJ a opakovací frekvenci mikro-pulzů až 1,1 MHz [17, 115, 116].

Časová struktura generovaných pulzů je ilustrována na Obr. 3.14. Jednotlivé makro-pulzy (*packets/series/trains*) jsou ve skutečnosti sekvence ekvidistantně separovaných mikro-pulzů (tzv. *bunches*; až 27000 mikro-pulzů na *train*), o šířce v řádu stovek fs. Minimální dosažitelný časový rozdíl mezi jednotlivými mikro-pulzy je 220 ns, což odpovídá maximální opakovací frekvenci zdroje 4,5 MHz. Maximální energie jednotlivých mikro-pulzů může přesáhnout 2 mJ. Opakovací frekvence pro makro-pulzy je 10 Hz, s mezi intervalem 99,4 ms [114, 116].



Obrázek 3.14: Časová struktura pulzů XFEL [116].

### 3.3.2 Termokamera FLIR A6700sc

Detekce infračerveného záření termokamerou FLIR A6700sc je založena na generaci volných nosičů náboje v polovodiči InSb s malou šířkou zakázaného pásu. Redukci tepelného šumu zajišťuje aktivní chlazení. Aktivní plocha detektoru je složena z  $640 \times 512$  pixelů o efektivní velikosti jednoho pixelu  $15 \mu\text{m}$  a citlivostí  $< 20$  mK. Spektrální rozsah samotné termokamery se pohybuje v rozmezí  $1 - 5 \mu\text{m}$ . Snímkovací frekvence při záznamu v nejvyšším rozlišení dosahuje až 60 Hz. Nejkratší integrační okno je 480 ns [109]. Fokusaci záření na plochu detektoru provádí IR objektiv s fokální vzdáleností 100 mm, spektrálním rozsahem  $3 - 5 \mu\text{m}$  a clonovým číslem  $f/2,5$  [110].

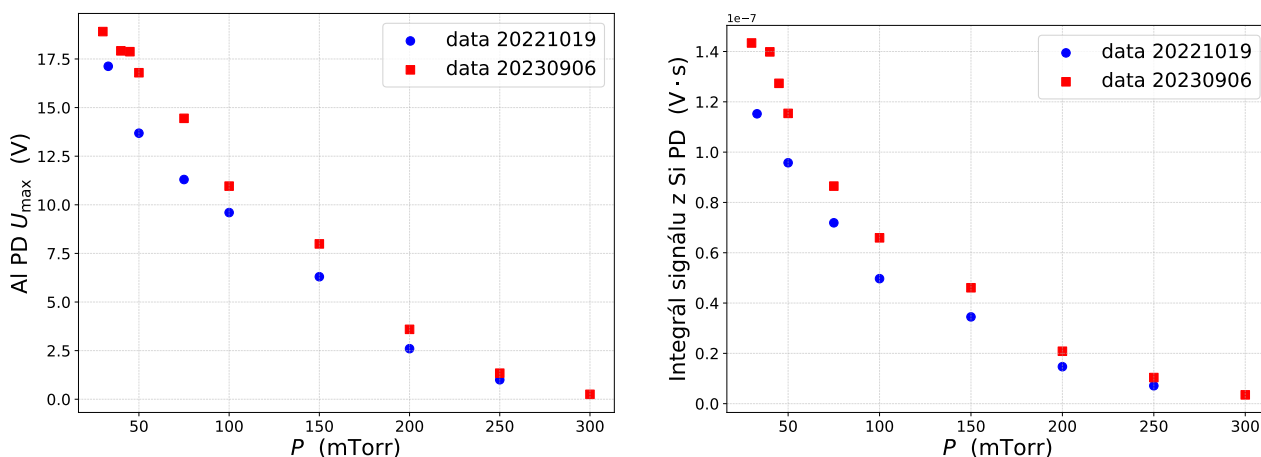
V práci [73] byla popsána metodika kalibrace (do  $500^\circ\text{C}$ ) a dynamická měření ohřevu hliníkové fólie nanosekundovými impulzy KrF excimerového laseru s termokamerou FLIR A6700sc. Absolutní kalibrace termokamery pro účely zde prezentovaných měření nicméně provedena nebyla. Výsledky prezentované v části 4.3 následující kapitoly tak poskytují pouze relativní hodnoty vývoje teploty konkrétních vzorků v průběhu jejich ozařování svazkem XFEL.



## 4 Výsledky a diskuze

### 4.1 Charakteristiky úzkého fokusu

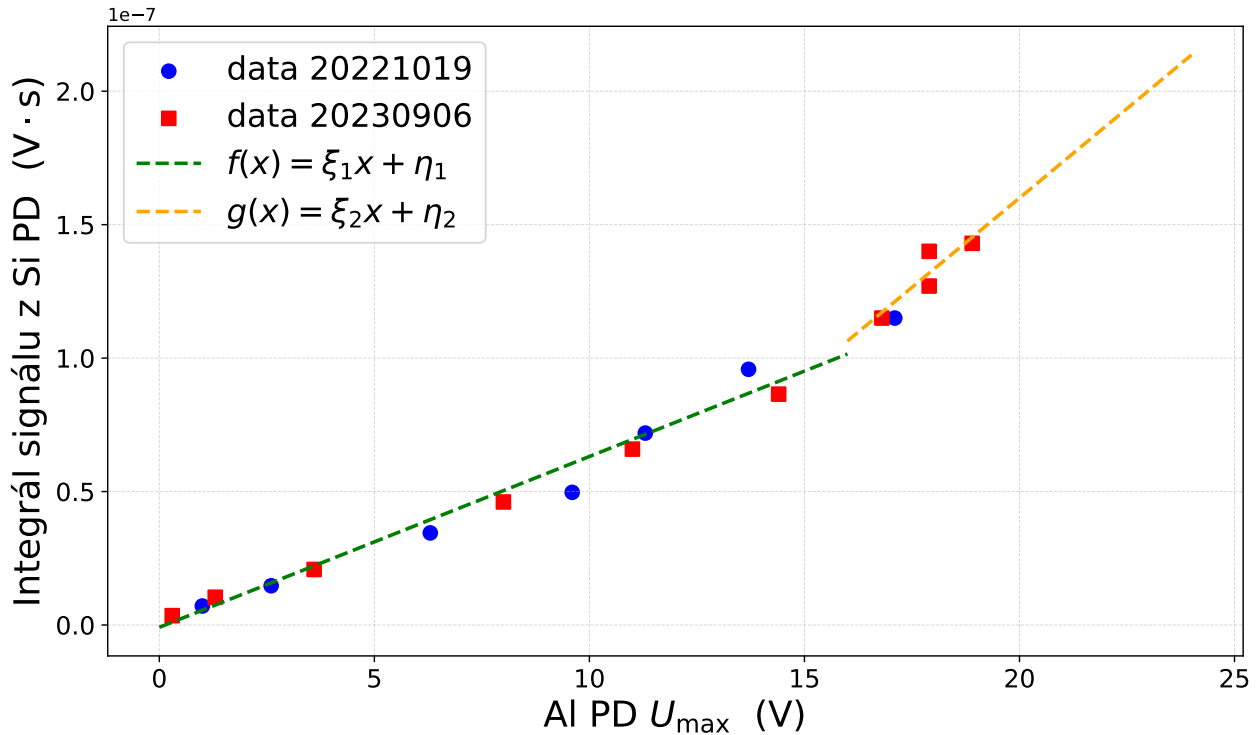
Postup atenuace a měření energie fokusovaného XUV svazku CDL byl popsán v části 3.1 předchozí kapitoly. Měřením s vakuovým fotodetektozem s hliníkovou fotokatodou a křemíkovou fotodiodou byly pro několik atenuací laserového svazku získány hodnoty vyobrazené v grafech na Obr. 4.1. Jde o dvě sady dat měřené s různými kapilárami. Lze vidět prakticky stejnou exponenciální závislost, ale zároveň jistou variabilitu v hodnotách detekovaného signálu, zejména při nižších atenuacích. Vyšší hodnoty příslušející červeně vyznačeným sadám dat pravděpodobně souvisí s opotřebením kapiláry (počtu výstřelů provedených s danou kapilárou), povrchem vnitřní stěny kapiláry, čistotou elektrod jiskřišť, či dalšími obtížně kvantifikovatelnými vlivy.



Obrázek 4.1: Maximum potenciálu měřeného na AI PD (vlevo) a integrál potenciálu detekovaného na Si PD XUV-100 (vpravo) v závislosti na tlaku ( $P$ ) argonu v atenuační cele, tj. atenuaci energie laserového svazku.

Měření energie s polovodičovou fotodiodou XUV-100 (Si PD) byla navíc pro každou sadu dat realizována v různých vzdálenostech za zónovou destičkou. K zamezení poškození aktivní plochy fotodiody, ji bylo nutno umístit dostatečně daleko za pozici bodového ohniska prvního řádu. Modré body přísluší měření ve vzdálenosti 12,5 mm a červené 2,3 mm od ohniska prvního řádu (vzdáleného 2,1 mm od zónové destičky). Každá pozice přísluší jiné míře rekombinace náboje a možná i částečně vysvětlují různý vývoj signálu červených a modrých dat detekovaných na XUV-100 při nejnižších atenuacích. Postupným oddalováním Si PD od zónové destičky byl pozorován lineární pokles hodnoty detekovaného signálu, jež při velmi malých vzdálenostech dosahoval saturace. Saturaci a nelineární chování signálu poblíž ohniska prvního řádu zónové destičky lze přisoudit vysoké míře rekombinace nosičů náboje, související s velmi malou stopou svazku na fotodetektoru.

Vzájemná závislost funkčních hodnot z grafů na Obr. 4.1 (integrál potenciálu detekovaného na Si PD a maximum potenciálu měřeného na Al PD) je vynesena na Obr. 4.2. Oproti výsledkům měření prezentovaných ve výzkumném úkolu [14], zde bylo navíc pozorováno odlišné chování při nízkých a vysokých atenuacích laserového svazku. Za korelační funkci tak byly zvoleny dvě lineární křivky v oblastech  $U_{\max} \in (0 \text{ V}, 16 \text{ V})$  a  $U_{\max} \in (16 \text{ V}, 24 \text{ V})$ . Ve výzkumném úkolu byla použita polynomiální funkce druhého řádu.



Obrázek 4.2: Závislost integrálu signálu Si PD na signálu Al PD pro odpovídající atenuace svazku, korelační funkce je lineární fit s různými parametry nad a pod hodnotou  $U_{\max} = 16 \text{ V}$ .

Parametry lineárních korelačních funkcí  $f(x)$  a  $g(x)$  uvedené v Tab. 4.1, byly stanoveny fitovacím algoritmem využívajícím nelineární Marquardtův-Levenbergův algoritmus a metodu nejmenších čtverců.

$\xi_1$	$6,40 \times 10^{-9}$
$\eta_1$	$-8,61 \times 10^{-10}$

$\xi_2$	$1,34 \times 10^{-8}$
$\eta_2$	$-1,08 \times 10^{-7}$

Tabulka 4.1: Parametry lineárních korelačních funkcí  $f(x)$  a  $g(x)$ .

## 4.2 Energetické prahy poškození vybraných materiálů

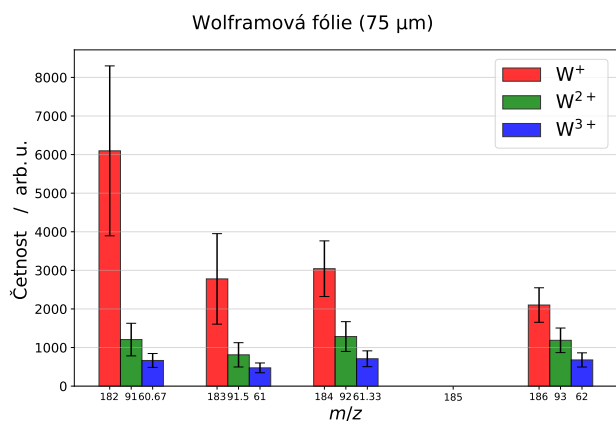
Pro studium radiační zátěže materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů krátkovlnným zářením byly zvoleny čtyři kovové a jeden nekovový vzorek. Konkrétně šlo o wolframovou fólii o tloušťce 75  $\mu\text{m}$ , silný vzorek čistého wolframu (vyrobený metodou plazmového stříkání wolframového prášku), silný vzorek wolframu (vyrobený válcováním slinovaného wolframového prášku za tepla), silný vzorek slitiny wolframu s chromem a 150  $\mu\text{m}$  tlustý keramický vzorek nitridu bóru (BN, *Boron Nitride*) vyrobený metodou pyrolitické depozice z plynné fáze (CVD, *Chemical Vapor Deposition*). Laboratorní simulaci záření fúzního plazmatu zajišťoval koherentní XUV svazek CDL (1.1.5). Energetické, resp. fluenční prahy vzniku nevratných poruch na povrchu ozařovaných vzorků byly stanoveny na základě sledování iontové emise aparaturou řádkovacího hmotově spektroskopického mikroskopu (3.2.2).

### 4.2.1 Charakterizace iontů emitovaných z ozářených povrchů

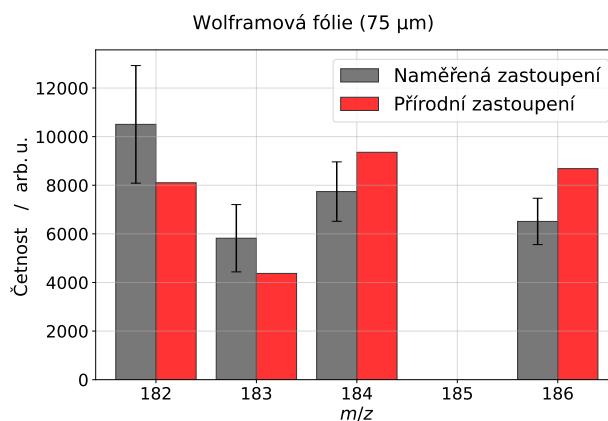
Z povrchů vzorků wolframu byly detekovány všechny čtyři stabilní ionizované wolframové izotopy ( $^{182}\text{W}^+$ ,  $^{183}\text{W}^+$ ,  $^{184}\text{W}^+$  a  $^{186}\text{W}^+$ ). Při vyšších fluencích laserového XUV záření i dvakrát a třikrát ionizované izotopy wolframu. Tyto mají stejnou relativní hmotnost, jako jedenkrát ionizované, ale jejich  $m/z$  je dvakrát, resp. třikrát menší. Z povrchu vzorku W/Cr slitiny byla detekována emise všech čtyř stabilních jedenkrát ionizovaných izotopů chromu ( $^{50}\text{Cr}^+$ ,  $^{52}\text{Cr}^+$ ,  $^{53}\text{Cr}^+$  a  $^{54}\text{Cr}^+$ ); při vyšších fluencích i dvakrát ionizované izotopy s polovičním  $m/z$ . Z povrchu vzorku BN byly detekovány oba stabilní ionizované izotopy bóru ( $^{10}\text{B}^+$ ,  $^{11}\text{B}^+$ ) a jeden ze dvou stabilních izotopů dusíku ( $^{14}\text{N}^+$ ). Kromě iontů příslušejících materiálu daného vzorku bylo z ozařovaných povrchů emitováno a na MCP následně detekováno, také relativně vysoké zastoupení ionizovaných atomů a molekul nečistot. Mezi nimi zejména ionizovaný uhlík ( $^{12}\text{C}^+$ ) a kyslík ( $^{16}\text{O}^+$ ), dále např. kation oxidu uhelnatého  $\text{CO}^+$  ( $m/z = 28$ ), argon ( $^{40}\text{Ar}^+$ ), různé ionizované uhlovodíky a další podobně hmotné molekuly a prvky. Tyto byly adsorpcí nebo absorpcí zachyceny na povrchu nebo v tenké podpovrchové vrstvě vzorku, případně mohly pocházet ze zbytkové atmosféry v interakční komoře. Uhlík vznikal rozkladem uhlovodíků.

Zastoupení pouze ionizovaných izotopů materiálu vzorku příslušející nejvyššímu zisku iontů emitovaných ze vzorku wolframové fólie je pro ilustraci vyobrazeno v histogramu na Obr. 4.3.  $\text{W}^+$ ,  $\text{W}^{2+}$  a  $\text{W}^{3+}$  značí zastoupení jednotlivých jedenkrát, dvakrát a třikrát ionizovaných stabilních izotopů wolframu. Odpovídající grafy pro vzorek čistého wolframu, wolfram ve formě slinovaného prášku, vzorek slitiny wolframu s chromem a keramický vzorek nitridu bóru jsou v grafech na Obr. 4.5, Obr. 4.7, Obr. 4.9 a Obr. 4.11. Jednotlivé histogramy odpovídají konkrétní laserové fluenci fokusovaného svazku a nejvyššímu iontovému zisku. Možná překvapivě nepřísluší nejvyšší iontový zisk z žádného testovaného vzorku nejvyšší laserové fluenci. Opakování měření pro každou atenuaci laserového svazku umožnilo stanovení rozptylu průměrné hodnoty ze vztahu pro směrodatnou odchylku.

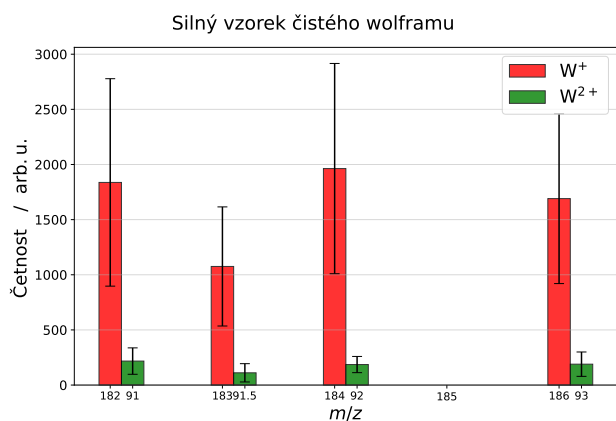
MCP detektor zaznamenává hmotnostní spektra podle doby příletu jednotlivých ionizovaných izotopů a nejsme tedy schopni rozeznat přílet jednoho iontu  $\text{W}^+$  od shluku dvou iontů  $\text{W}_2^{2+}$ , které mají stejné hodnoty podílu  $m/z$ . Větší zastoupení dvakrát a třikrát ionizovaných izotopů v hmotnostním spektru pak vedlo na pozorovatelnou odchylku rozložení detekovaných izotopů od tabulkových hodnot. Tato skutečnost lze vidět např. srovnáme-li zastoupení izotopů detekovaných při vysokých fluencích laserového svazku, ze vzorku wolframové fólie (Obr. 4.3) a silného vzorku čistého wolframu (Obr. 4.5). Hmotnostní spektrum silného vzorku čistého wolframu má mnohem nižší zastoupení dvakrát ionizovaných izotopů wolframu (a prakticky nulové zastoupení třikrát ionizovaných izotopů), s poměry izotopů odpovídajícími tabulkovým hodnotám. Naopak hmotnostní spektrum iontů emitovaných z wolframové fólie, obsahující relativně vysoké zastoupení dvakrát a třikrát ionizovaných izotopů wolframu, se vykazuje velkou odchylkou od tabelovaného procentuálního zastoupení jednotlivých izotopů. Rozložení detekovaných izotopů by sice nemělo mít vliv na výsledné hodnoty



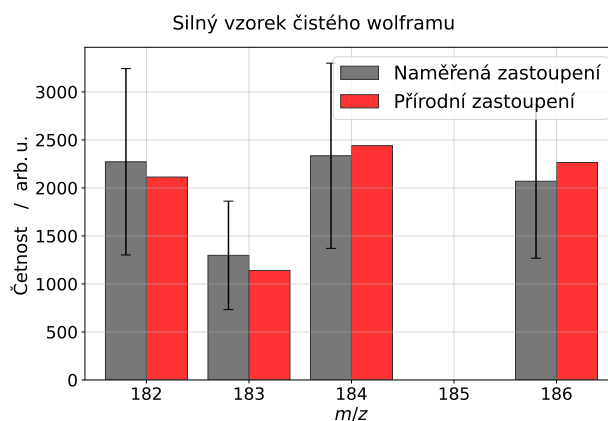
Obrázek 4.3: Zastoupení ionizovaných izotopů wolframu odpovídající nejvyššímu iontovému zisku ze vzorku wolframové fólie o tloušťce 75  $\mu\text{m}$ .



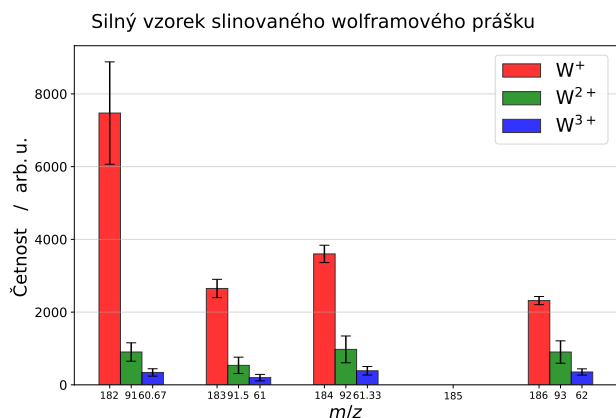
Obrázek 4.4: Srovnání naměřeného zastoupení izotopů ze vzorku wolframové fólie a přírodního procentuálního rozložení těchto stabilních izotopů wolframu.



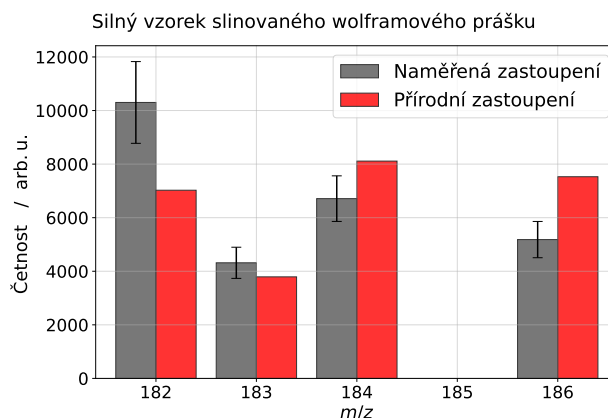
Obrázek 4.5: Zastoupení ionizovaných izotopů wolframu odpovídající nejvyššímu iontovému zisku z silného vzorku čistého wolframu.



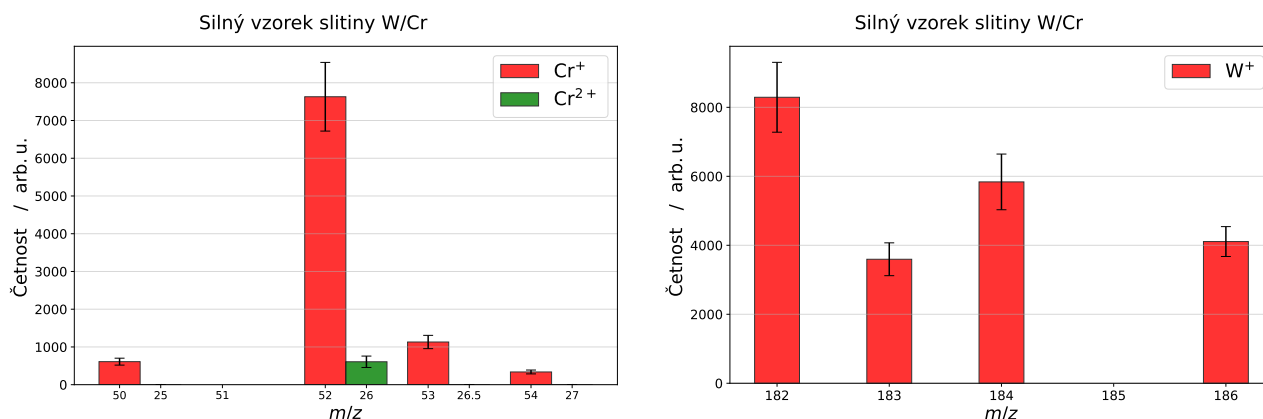
Obrázek 4.6: Srovnání naměřeného zastoupení izotopů ze silného vzorku čistého wolframu a přírodního procentuálního rozložení těchto stabilních izotopů wolframu.



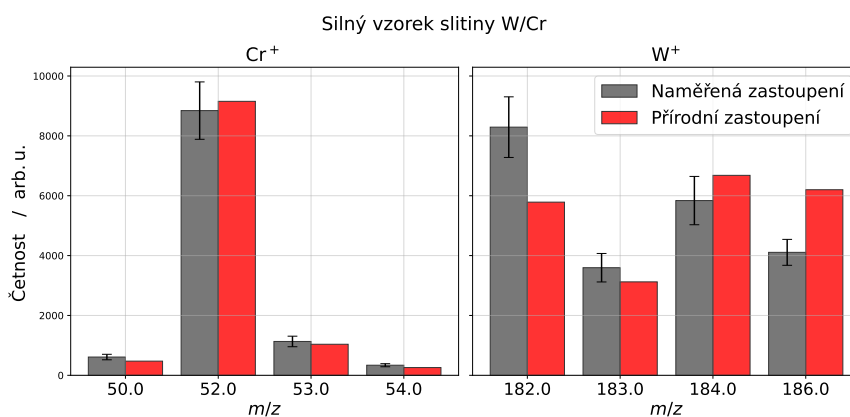
Obrázek 4.7: Zastoupení ionizovaných izotopů wolframu odpovídající nejvyššímu iontovému zisku ze silného vzorku wolframu ve formě slinovaného prášku.



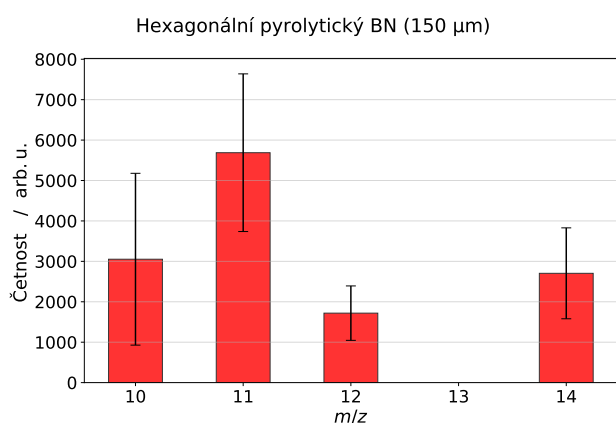
Obrázek 4.8: Srovnání naměřeného zastoupení izotopů ze silného vzorku slinovaného wolframového prášku a přírodního procentuálního rozložení těchto stabilních izotopů wolframu.



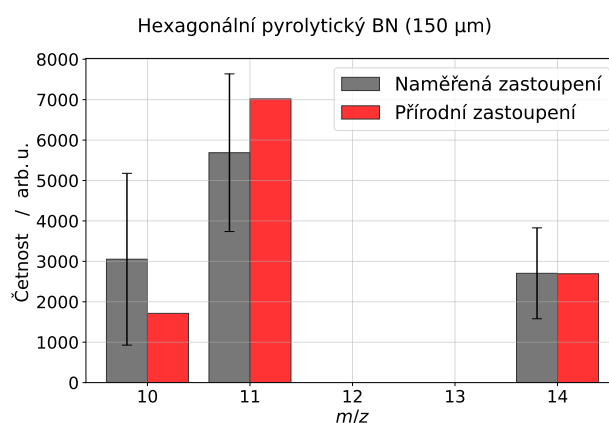
Obrázek 4.9: Zastoupení ionizovaných izotopů chromu (vlevo) a wolframu (vpravo) odpovídající nejvyššímu iontovému zisku ze silného vzorku slitiny wolframu s chromem.



Obrázek 4.10: Srovnání naměřeného zastoupení izotopů ze silného vzorku slitiny W/Cr a přírodního procentuálního rozložení těchto stabilních izotopů wolframu a chromu.



Obrázek 4.11: Zastoupení dvou ionizovaných izotopů bóru, jednoho izotopu uhlíku a dusíku odpovídající nejvyššímu iontovému zisku z keramického vzorku nitridu bóru.



Obrázek 4.12: Srovnání naměřeného zastoupení izotopů ze vzorku hexagonálního pyrolitického nitridu bóru a přírodního procentuálního rozložení těchto stabilních izotopů bóru a dusíku.

energetických prahů, protože celkový počet detekovaných iontů wolframu je stejný, ale ukazuje to na limity detekce iontů hmotnostním spektrometrem.

Možná lepší pohled na detekovaná spektra poskytnou grafy srovnávající naměřená a přírodní zastoupení detekovaných izotopů. Tyto jsou opět pro nejvyšší iontové zisky a příslušné vzorky vyneseny na Obr. 4.4, Obr. 4.6, Obr. 4.8, Obr. 4.10 a Obr. 4.12. Ve všech histogramech jde o součet všech jedenkrát, dvakrát a třikrát ionizovaných izotopů. Při součtu byl celkový náboj odpovídající dvakrát, resp. třikrát nabitým izotopům vynásoben dvěma, resp. třemi. Přírodnímu procentuálnímu rozložení stabilních izotopů v rámci chyby měření odpovídá již zmíněný vzorek čistého wolframu (Obr. 4.6), vykazující se, z wolframových vzorků, nejnižším zastoupením vícekrát ionizovaných izotopů. Stejně tak v rámci chyby odpovídá přírodnímu rozložení izotopů naměřené spektrum z hexagonálního pyrolitického BN (Obr. 4.12), kde bylo také detekováno velmi nízké zastoupení vícekrát ionizovaných izotopů. Spektra ostatních vzorků obsahovala větší zastoupení vícekrát ionizovaných izotopů a mnohem významnější odchylky od přírodního zastoupení vlivem klastrů.

Při nižších laserových fluencích, které jsou pro stanovení energetických prahů relevantnější, bylo procentuální zastoupení detekovaných izotopů blíže tabulkovým hodnotám. Ještě lepší ilustraci naměřených spekter tak poskytne rozdíl v procentuálním naměřeném a tabulkovém zastoupení jednotlivých izotopů pro vysoké atenuace. Pro malé fluence byl napříč všemi vzorky pro izotopy wolframu, chromu, bóru a dusíku pozorován rozdíl 1,5 – 2,4%, 0,4 – 6,0%, 4,6 – 16,4%, a 0,40%.

Iontová emise z ozařovaných vzorků byla zaznamenávána pro několik fluencí laserového svazku, metodou f-skenu. Vzorky byly umístěny v ohnisku prvního řádu zónové destičky a mezi jednotlivými kroky f-skenu byly posouvány v rovině  $(x,y)$  kolmé na laserový svazek. Pro každou fluenci bylo navíc provedeno několik imprintů pro získání chyby měření, vyšší statistiky a přesnějších výsledků. Většinou šlo o čtvercovou matici laserových otisků  $3 \times 3$  až  $6 \times 6$ . Velikost imprintů v kovových vzorcích byla  $\sim 1 \mu\text{m}$  a rozestupy mezi nimi tak byly voleny na  $5 \mu\text{m}$ , s celkovou velikostí jedné matice v řádu desítek  $\mu\text{m}$  a rozestupy jednotlivých matic (kroků f-skenu) volené  $10 \mu\text{m}$ . Statistika měření (několik imprintů pro každou fluenci) je také potřeba z důvodu vysoké fluktuace energie a směřování laserového svazku výstřel od výstřelu. Tyto se nejvíce projevují při dlouhé prodlevě mezi výstřely a při vyšších energiích (nižších atenuacích) záření. Z toho důvodu se první bod každé matice nezapočítává do dat pro zpracování. I tak lze veliký vliv fluktuací na získané výsledky pozorovat v již diskutovaných grafech (Obr. 4.3, Obr. 4.5, Obr. 4.7, Obr. 4.9 a Obr. 4.11); a dále na vznik vysokých chyb měření výsledků prezentovaných níže.

V kovových vzorcích byl navíc každý imprint výsledkem akumulací 3 – 10 pulzů. Hmotnostní spektra byla zaznamenávána pro každý jednotlivý impulz a data zpracována ze zprůměrovaných spekter několika posledních hladin (pulzů). Akumulace pulzů, oproti jednotlivým impulzům, byla pro kovové vzorky zvolena z důvodu vyšší stability iontového signálu a také skutečnosti, že jeden impulz často nedostačoval k ablaci wolframu. Získané výsledky pro kovové vzorky tak odpovídají prahové fluenci pro akumulace pulzů, nikoliv radiační zátěž jedním impulzem. Zdrojem chyb při akumulacích pulzů může být nestabilita směřování svazku výstřel od výstřelu. Místo akumulace v jednom bodě může vzniknout několik separátních imprintů vyznačujících se jinou mírou emise iontů. Nicméně mimo prvního bodu matice imprintů, který se do statistiky nezapočítává, byl tento efekt pozorován jen velmi zřídka. Fluktuace energie tak mají na chybu měření mnohem větší dopad. Při akumulaci pulzů vyvstává další problém v interpretaci naměřených dat a to z důvodu, že všechny pulzy (mimo prvního) dopadají na povrch deformovaný předchozím impulzem. To znamená, že plocha a struktura povrchové vrstvy, od které se pravděpodobně odvíjí i povaha emise iontů, je z pohledu každého jednotlivého impulzu jiná. Pro keramický vzorek akumulace pulzů prováděna nebyla.

### 4.2.2 Stanovení a porovnání prahů poškození zvolených vzorků

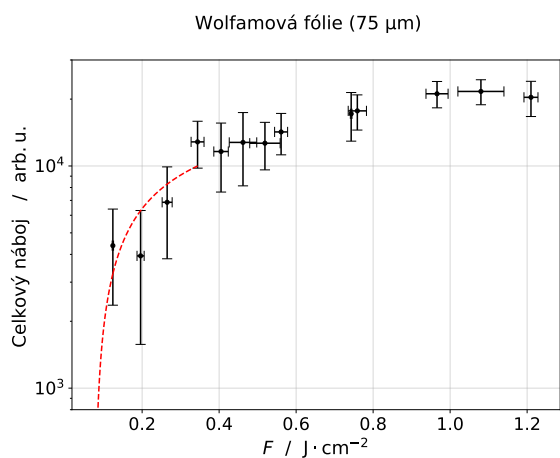
Výsledky měření se všemi pěti vzorky jsou vyneseny v grafech na straně 108 a číselně uvedeny v Tab. 4.2. Konkrétně jde o vzorky: wolframové fólie na Obr. 4.13, čistého wolframu na Obr. 4.14, slinovaného wolframového prášku na Obr. 4.15, slitiny wolframu s chromem na Obr. 4.16 a keramického materiálu nitridu bóru na Obr. 4.17. U wolframových vzorků jde o prahovou fluenci vzniku poruch při pulzní zátěži, v případě vzorku nitridu bóru šlo o působení jednotlivých laserových impulzů. V grafech jsou vyobrazeny závislosti sumy celkového detekovaného náboje všech stabilních ionizovaných izotopů daného materiálu, na fluenci laserového svazku fokusovaného zónovou destičkou na povrch vzorku umístěného v ohnisku prvního řádu ZP. Každý bod v grafu je výsledkem zprůměrování náboje stabilních ionizovaných izotopů daného materiálu ze všech validních imprintů. Validním je myšleno, že šum v hmotnostním spektru, způsobený zejména fluktuacemi energie laserových pulzů, nepřevyšoval reálný signál příslušející iontům materiálu vzorku. Chyby měření celkového detekovaného náboje a fluence laserového svazku byly stanoveny pomocí vzorce pro směrodatnou odchylku. Při nižších atenuacích (vyšších fluencích) byla chyba měření značně vyšší (jak pro celkový detekovaný náboj, tak pro fluenci). To pravděpodobně souvisí s vyšší stabilitou energie svazku (a tedy detekovaného hmotnostního spektra) výstřel od výstřelu, při jeho vyšších atenuacích. Při vysokých laserových fluencích docházelo u všech studovaných vzorků k saturaci signálu, která souvisí s limity extrakce a detekce iontového signálu. Saturace pravděpodobně plyne ze zúžení iontového svazku  $\varnothing 50 \mu\text{m}$  aperturou v zónové destičce, tj. mezi vzorkem a průletovou trubicí.

Vzorek	Tloušťka	Výrobce	Matice	Prahová fluence (J/cm <sup>2</sup> )
Wolframová fólie	75 $\mu\text{m}$	Goodfellow	3 × 3 × 10	0,09 ± 0,02
Čistý wolfram	slab	ÚFP AV ČR, v.v.i.	6 × 6 × 3	0,14 ± 0,03
Slinovaný wolframový prášek	slab	Plansee SE	3 × 3 × 10	0,35 ± 0,02
Slitina W/Cr	slab	ÚFP AV ČR, v.v.i.	6 × 6 × 3	0,26 ± 0,05
Pyrolitický BN	150 $\mu\text{m}$	CVT GmbH & Co. KG	5 × 5 × 1	0,70 ± 0,10

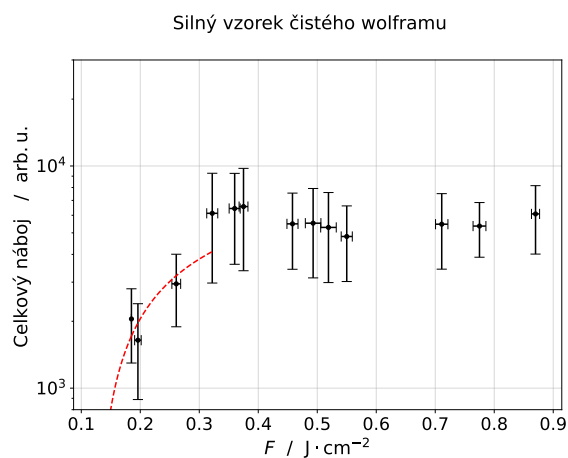
Tabulka 4.2: Parametry vzorků a matice imprintů jednotlivých studovaných materiálů, spolu s vypočtenými prahovými fluencemi vzniku poškození. Sloupec matice vyjadřuje počet imprintů ve směru  $x$  a  $y$  (v rovině kolmé na laserový svazek) a počet akumulací příslušející každému jednotlivému imprintu.

V grafech na Obr. 4.13, Obr. 4.14, Obr. 4.15, Obr. 4.16 a Obr. 4.17 jsou červenou přerušovanou čarou vyznačeny lineární fity závislosti celkového detekovaného náboje na přirozeném logaritmu fluence laserového svazku. Proložena přitom byla jen nesaturovaná část signálu. Předpokládáme-li pokračování lineární závislosti až do nulové hodnoty celkového detekovaného náboje, lze extrapolací lineárního fitu získat tomuto bodu odpovídající fluenci. Jde o tzv. prahovou fluenci, při které započne emise (ionizovaných) částic materiálu daného vzorku z jeho povrchové vrstvy, a kterou přisuzujeme počátku vzniku nevratných poruch na ozařovaných površích. Prahové fluence jednotlivých vzorků uvedené v Tab. 4.2 byly stanoveny metodou Monte Carlo. Algoritmus výpočtu spočíval v generování náhodných bodů v oblasti vymezené chybovými úsečkami, prokládáním těchto bodů lineární závislostí (v logaritmu fluence) a následném výpočtu průniku této křivky s osou  $x$ . Výsledná prahová fluence je pak průměr 10 000 opakování tohoto postupu. Chyba měření je směrodatná odchylka jednotlivých měření od této průměrné hodnoty. Výsledky výpočtu metodou Monte Carlo jsou uvedeny v grafech na straně 109. V histogramech na Obr. 4.18, Obr. 4.19, Obr. 4.20, Obr. 4.21 a Obr. 4.22 příslušející jednotlivým vzorkům jsou vyobrazeny zastoupení vypočtených prahových fluencí, červenou čarou je vyznačena průměrná hodnota. Odchylka zastoupení od normálního rozdělení, viditelná ve všech těchto grafech, pravděpodobně souvisí se skutečností, že lineární fit a výpočet prahových fluencí se prováděl v logaritmické škále, zde je vynesena závislost na fluenci.

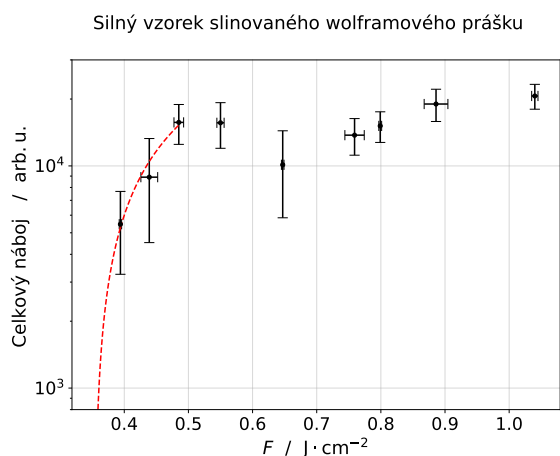




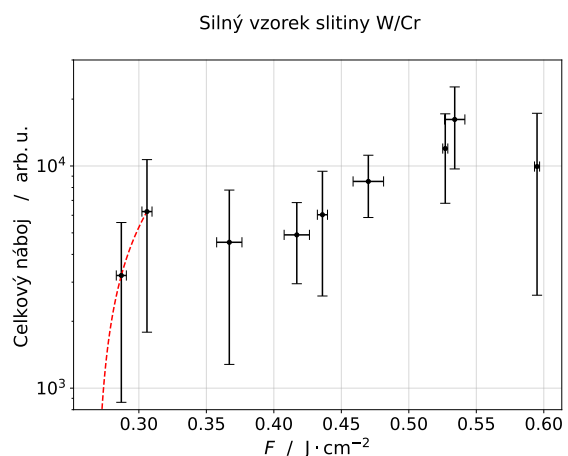
Obrázek 4.13: Závislost celkového náboje ionizovaných izotopů wolframu emitovaných z povrchu vzorku wolframové fólie na fluenci XUV CDL.



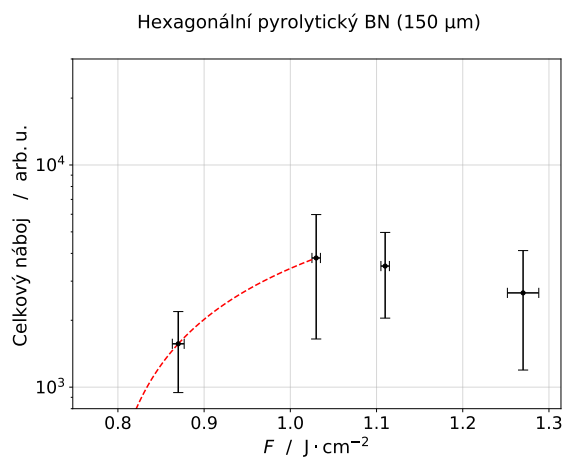
Obrázek 4.14: Závislost celkového náboje ionizovaných izotopů wolframu emitovaných z povrchu vzorku čistého wolframu na fluenci XUV CDL.



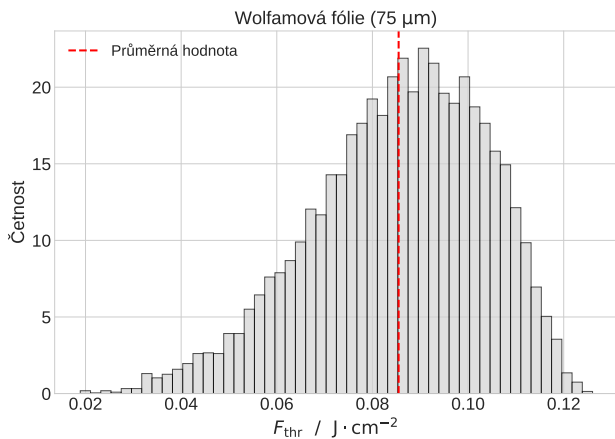
Obrázek 4.15: Závislost celkového náboje ionizovaných izotopů wolframu emitovaných z povrchu vzorku wolframu ve formě slinovaného prášku na fluenci XUV CDL.



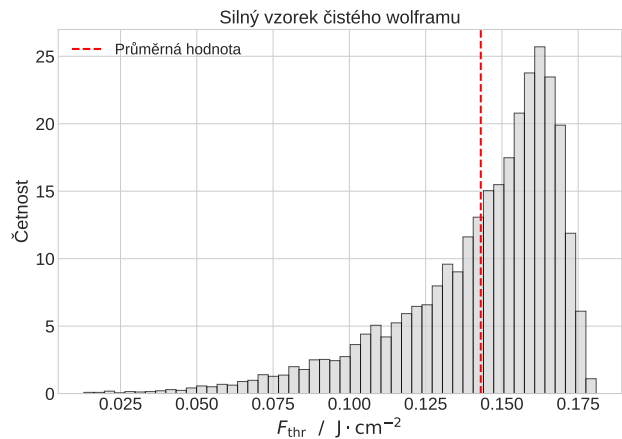
Obrázek 4.16: Závislost celkového náboje ionizovaných izotopů wolframu emitovaných z povrchu vzorku slitiny wolframu s chromem na fluenci XUV CDL.



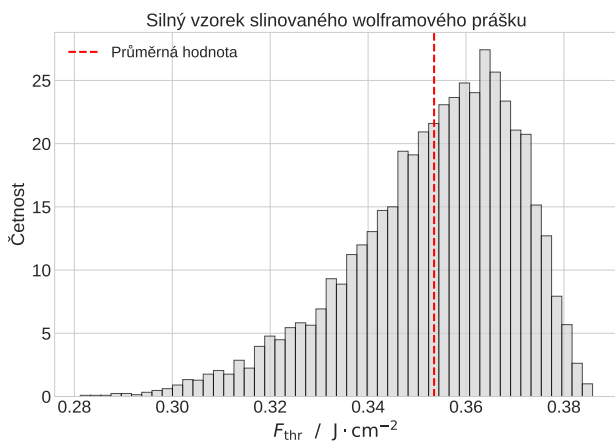
Obrázek 4.17: Závislost celkového náboje ionizovaných izotopů bóru a dusíku emitovaných z povrchu vzorku pyrolytického nitridu bóru na fluenci XUV CDL.



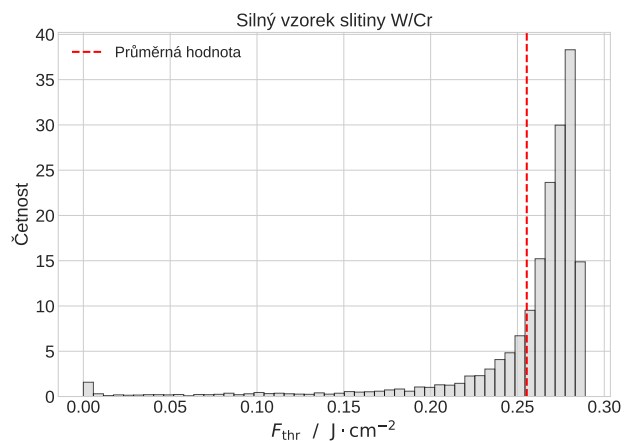
Obrázek 4.18: Zastoupení fluenčních prahů z výpočtů metodou Monte Carlo (10 000 opakování) pro vzorek wolframové fólie.



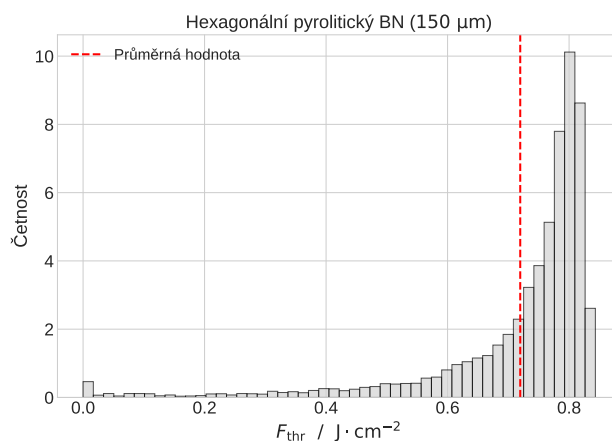
Obrázek 4.19: Zastoupení fluenčních prahů z výpočtů metodou Monte Carlo (10 000 opakování) pro silný vzorek čistého wolframu.



Obrázek 4.20: Zastoupení fluenčních prahů z výpočtů metodou Monte Carlo (10 000 opakování) pro silný vzorek slinovaného wolframového prášku.



Obrázek 4.21: Zastoupení fluenčních prahů z výpočtů metodou Monte Carlo (10 000 opakování) pro silný vzorek slitiny W/Cr.



Obrázek 4.22: Zastoupení fluenčních prahů z výpočtů metodou Monte Carlo (10 000 opakování) pro vzorek pyrolitického nitridu bóru.

Volba fitovací křivky není jednoznačná. Místo lineárního fitu logaritmu fluence se nabízí např. lineární fit závislosti celkového náboje na fluenci. Procesy interakce záření s pevnou látkou a iontové emise nicméně při nízkých fluencích neznáme a z těchto měření je zjistit nelze. Počet emitovaných iontů je při nízkých fluencích v porovnání se šumem příliš nízký a mohou se projevovat odlišné jevy interakce záření s látkou a emise iontů, vykazující se jinou než lineární závislostí. Stejně tak nejsou známy konkrétní procesy odezvy materiálu na energetické záření a následné materiálové relaxace v různých režimech interakce (při různých energiích laserových pulzů). Další otázkou je, zda lze stejný model a předpoklady použít pro interpretaci dat kovových (wolframových) a nekovových (keramických) vzorků.

Samotná dynamika interakce záření s látkou a iontové emise je nepředvídatelná a málo známá, při analýze hmotnostních spekter tak byla zanedbána např. zmíněná skutečnost vzniku klastrů. Dále nebyly brány v potaz projevy vícefotonové ionizace. Vidíme rozdílnou charakteristiku vývoje grafů pro wolframovou fólii (Obr. 4.13) a silný vzorek čistého wolframu (Obr. 4.14). Stejně tak různé podíly zastoupení jedenkrát a vícekrát ionizovaných izotopů (Obr. 4.3 a Obr. 4.5) naznačují na jinou povahu interakce záření s jednotlivými vzorky a emise částic z jejich povrchů. Níže jsou také diskutovány jiné struktury vzniklé na povrchu těchto vzorků při srovnatelných laserových fluencích. Přesto jsou jejich fluenční prahy vzniku poruch v rámci chyby stejné; jak by se ostatně nabízelo i ze skutečnosti, že jejich tloušťka by vzhledem k velmi krátké absorpční délce XUV ve wolframu neměla hrát roli.

Vzmemme-li hustotu wolframu  $19,3 \text{ g/cm}^3$  [111], vychází absorpční délka XUV záření ( $\lambda = 46,9 \text{ nm}$ )  $10,2 \text{ nm}$  [117]. Z hustoty pyrolitického BN ( $2,073 \pm 0,003 \text{ g/cm}^3$  stanovené pyknometrickou metodou, dostaneme pro stejný laserový svazek absorpční délku  $12,6 \text{ nm}$  [117]. Kratší absorpční délka znamená větší hustotu deponované energie, která by zde měla být spojena s nižším energetickým prahem. To sice souhlasí, ale rozdíly nejsou tak významné, aby vysvětlovaly o tolik vyšší práh BN ve srovnání s wolframovými vzorky. Prahy poškození budou souviset s dalšími optickými, tepelnými a strukturními vlastnostmi těchto materiálů. Rozhodujícími parametry budou zejména teplota tavení, tepelná vodivost a kapacita, kohezivní a ionizační energie, a další.

Teplota tavení, tepelná vodivost a tepelná kapacita wolframu jsou  $T = (3638 \pm 60) \text{ K}$  [96],  $K = 174 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$  [118] a  $C_p = 24,35 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$  (při laboratorní teplotě  $T = 300 \text{ K}$ ) [118]. Kohezivní energie wolframu je  $8,5 \text{ eV/atom}$  [119]. Struktura vzorku pyrolitického BN byla prozkoumána rentgenovým difraktometrem SmartLab SE Multipurpose Rigaku (Rigaku Corporation, Tokyo, Japan), který je vybavený detektorem  $\text{Cu K}\alpha$  záření a 2D HyPix-300 detektorem. Analýza odhalila jeho hexagonální strukturu se vzdáleností mezi 0001 rovinami  $0,342 \text{ nm}$ . Hexagonální pyrolitický BN se netaví, ale přímo sublimuje při teplotě ( $T = 3243 \text{ K}$ ) [120]; jeho tepelná kapacita ( $C_p = 20,06 \text{ Jmol}^{-1}\text{K}^{-1}$ , při  $T = 300 \text{ K}$ ) je ve srovnání s wolframem nižší [121]. Tepelná vodivost BN ( $K = 390 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ) [122] je naopak v porovnání s wolframem více jak dvakrát větší. Přibližně dvakrát větší je také kohezivní energie hexagonálního BN, jež se podle [123] pohybuje v rozmezí  $14,0 - 16,6 \text{ eV/atom}$ .

Nižší teplota tavení a tepelná kapacita hexagonálního BN indikují možnost jeho rychlejšího ohřevu XUV zářením, a tedy nižší fluenční prahy. Určujícími parametry zde nicméně budou spíše tepelná vodivost (spojená s rychlejším odvodem tepla z ozářené oblasti) a také kohezivní energie. Vliv netepelných účinků na prahy poškození není jasný. K objasnění těchto a dalších projevů interakce záření s pevnou látkou bude zapotřebí hlubší studium této problematiky počítačovými simulacemi, jež jsou nad rámec této práce.

### 4.2.3 Analýza povrchů ozářených vzorků

Po ozařovacích experimentech následovala analýza povrchů vzorků a vzniklých imprintů různými mikroskopickými metodami. Při nízkých fluencích byla pozorována desorpce, případně expanze materiálu wolframových vzorků, při vyšších ablaci, vznik kráterů a tavení ozářených oblastí.

AFM snímky struktur vzniklých na povrchu vzorku wolframové fólie vlivem těchto jevů, jsou na obrázcích jednotlivých imprintů v části příloh A.1. Pro nejnižší fluence v rozsahu  $F = 0,12 - 0,20 \text{ J/cm}^2$  docházelo téměř výhradně k desorpci (Obr. A.1), tj. vznikaly mělké krátery charakteristické malým úbytkem materiálu s relativně nízkou hrubostí morfologie povrchu. Fluence v rozmezí  $F = 0,20 - 0,27 \text{ J/cm}^2$  vedly na slabé tavení a expanzi nataveného materiálu v mikrometrové ozářené oblasti (Obr. A.2). Kopcovité struktury vznikaly interakcí kapalné fáze wolframu s okolní ztuhlou pevnou formou wolframu. Podobně jako voda a vodní led [124] je méně hustá kapalina působením hustší pevné látky vytlačována a postupně tuhne do tvaru pozorovaných „kopců“. Jejich výšky se pohybovaly v řádu desítek až stovek nm. Další zvyšování laserové fluence fokusovaného koherentního svazku vedlo na ablaci a vznik čím dál hlubších a širších kráterů, s viditelnými známkami tavení a zpětného ztuhnutí wolframu. Při značném úbytku materiálu vznikaly struktury podobné např. „kráterům“ při dopadu kapky do vody (s výstupkem hmoty ve prostředí vytlačovaném působením okolní látky). Pro postupně vyšší energii laserových pulzů jde o snímky na Obr. A.3, Obr. A.4 a Obr. A.5. Při přechodu mezi fluencemi spojenými s expanzí a krátery, vznikaly fluktuacemi energií obě tyto struktury. Jeden pulz tak mohl materiál expandovat a následující jej odablovat. Tato skutečnost je nejvíce viditelná na prvních čtyřech snímcích na Obr. A.3. Další snímky na Obr. A.6 zachycují směrovací chyby laserového svazku prvního bodu matice, tedy po dlouhé prodlevě mezi výstřely. Podobné směrovací chyby byly pozorovány i v jiných bodech matice imprintů, jako např. na snímku na Obr. A.2h. Chyba při snímání povrchu vzorku vlivem nečistot je zachycena na Obr. A.7. Zde zřejmě došlo k vychýlení hrotu mikroskopu atomárních sil vlivem prachové částice na povrchu vzorku.

Zajímavé je, že při f-skenu na silném vzorku čistého wolframu (Obr. 4.14) byla (při analogických laserových fluencích) pozorována výhradně expanze ozářeného materiálu (viz přílohy [14]). Přitom výsledky těchto měření prováděných již v rámci výzkumného úkolu [14] poskytují, v rámci chyby měření, stejné hodnoty prachové fluence. Konfigurace laseru, hodnoty fluencí, celkové experimentální podmínky a získané číselné výsledky byly stejné, přesto bylo zastoupení dvakrát a třikrát ionizovaných izotopů wolframu emitovaných z povrchu silného wolframového vzorku mnohem nižší, než v případě 75  $\mu\text{m}$  silné wolframové fólie. Vzhledem k tomu, že absorpční délka XUV záření ve wolframu se pohybuje maximálně v řádu nižších desítek nm by tloušťka vzorku neměla mít na interakci záření s materiálem vliv. Vliv tloušťky vzorku na extrakci iontů jasný není. Nicméně SEM snímky povrchu silných vzorků slinovaného wolframového prášku ukazují na vznik relativně hlubokých kráterů s pozorovatelnými známkami tavení (viz např. krátery na Obr. A.22). Rozdílný počet akumulací (akumulace 3 pulzů v případě čistého wolframu a 10 pulzů u wolframové fólie a vzorku slinovaného wolframového prášku) pravděpodobně hrál roli ve výsledné podobě imprintů, ale nevysvětluje zastoupení vícekrát ionizovaných izotopů wolframu, protože tyto byly u wolframové fólie detekovány již od první (případně druhé) vrstvy (prvního/druhého pulzu).

SEM snímky prezentované v příloze A.2 byly pořízeny zejména za účelem studia povrchu samotných vzorků a poukázání na výhody metody iontové emise ke stanovení energetických prahů, ve srovnání s metodou ablačních a desorpčních imprintů. Snímky v sekci A.2.1 ukazují matici imprintů ve wolframové fólii, spolu s detailními záběry, pro postupně se snižující laserové fluence. Pro relativně vysoké fluence laserového záření byla na snímcích na Obr. A.8, Obr. A.9 a Obr. A.10 pozorována relativně vysoká míra tavení. Zajímavá je rozdílná struktura vzniklá po relaxaci na dně a stěnách kráteru; v detailním snímku na Obr. A.8 šlo o navazující „vlnky“, na Obr. A.10 naopak navzájem oddělené „tečky“. V imprintech příslušejících nižším fluencím (Obr. A.11, Obr. A.12 a Obr. A.13) vidíme vznik struktur mechanismem expanze popsaným výše. Dva snímky

na Obr. A.14 byly pořízeny s různou energií elektronového svazku a ukazují na částečnou redepozici odprášeného wolframu z povrchu vzorku po relaxaci procesů vybuzených laserovým XUV svazkem. Poslední SEM snímek povrchu wolframové fólie na Obr. A.15 poukazuje na komplikovanou povahu relaxace a vliv nerovností a poruch morfologie povrchu na výslednou podobu imprintu.

Několik detailních snímků povrchu vzorku čistého wolframu je ukázáno v sekci příloh A.2.2. Na Obr. A.16 a Obr. A.17, jde o záběr dvou celých  $6 \times 6$  matic a postupně větších detailů imprintů. Na snímku s největším zvětšením (s měřítkem 500 nm) lze vidět jednak zrnitou, jednak více spojitou část plochy povrchu tohoto vzorku. Pórovitá morfologie pravděpodobně umožnila snazší adsorpci většího množství uhlovodíků a jiných nečistot na povrchu vzorku. Tyto lze pak snadno XUV zářením, případně elektrony SEM o kinetické energii v řádu jednotek keV, z povrchu vzorku odstranit. Tomu mimo jiné naznačuje diskolorace povrchové vrstvy, dobře viditelná např. na Obr. A.16 vpravo, nebo na snímku na Obr. A.19 vlevo. Matice imprintů odpovídající nejnižší fluenci laserového záření (v řádu desetin  $\text{J}/\text{cm}^2$ ) je na Obr. A.18; odpovídající detailní záběry dvou samostatných imprintů zachycuje Obr. A.19. Další část morfologie povrchu tohoto vzorku ukazují snímky na Obr. A.20. Na Obr. A.21 pak vidíme matici imprintů a expanzi wolframu při vysoké laserové fluenci.

Jednotlivé otisky laserového svazku vzniklé na povrchu silného vzorku slinovaného wolframového prášku (válcovaného za tepla) jsou v sekci příloh A.2.3. Konkrétně jsou zde zachyceny krátery z jednotlivých matic imprintů f-skenu. V první sadě snímků na Obr. A.22, Obr. A.23, Obr. A.24, Obr. A.25 a Obr. A.26 jde o f-sken na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku jedenkrát ionizovaných izotopů wolframu (tj. poloze ohniska prvního řádu ZP). V druhé sadě na Obr. A.27, Obr. A.28, Obr. A.29 a Obr. A.30 jsou otisky pro pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku dvakrát ionizovaných izotopů wolframu ( $6 \mu\text{m}$  od ohniska prvního řádu ZP). V druhém f-skenu jsou otisky znatelně užší, dochází k rychlejšímu přechodu od kráterů k expanzi a navíc je celková řada o dva imprinty kratší. V druhé pozici je velikost stopy svazku větší a hustota deponované energie záření tedy menší; to znamená menší imprinty a méně emitovaných iontů. Se započtením rozdílné efektivní plochy svazku, nicméně vychází prahová fluence pro oba f-skeny stejná.

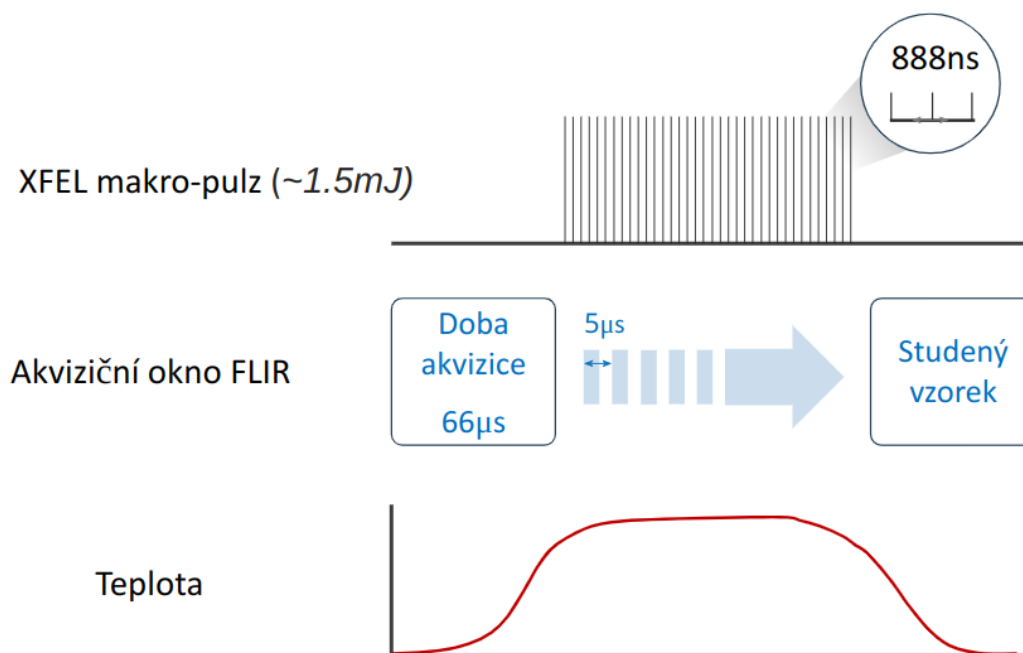
Povrch posledního z wolframových vzorků (slitiny W/Cr) zachycují SEM snímky v části příloh A.2.4. Na snímku Obr. A.31 je matice imprintů, spolu s detailním snímkem ukazujícím na projev tavení a následného tuhnutí. Tuhnoucí hmota se v lemu kráteru přehýbá sama přes sebe. Povrch tohoto vzorku je specifický velkou koncentrací různých vměstků vykazující se jinou relaxační dynamikou, jež lze spatřit na snímcích na Obr. A.32 a Obr. A.33. Na vznik hlubších kráterů a větší míru tavení, při depozici větší hustoty energie, poukazují krátery zachycené na Obr. A.34.

Keramický vzorek hexagonálního pyrolitického nitridu bóru (BN) se vyznačoval značně vyšším prahem poškození. Při analýze povrchu po ozařovacích experimentech se nepodařilo žádné imprinty nalézt. V keramickém materiálu se projevuje jiná dynamika interakce záření s látkou a následné relaxace. Nedochází k tavení (případně sublimaci) a pro viditelnou ablaci nebo rozpraskání by bylo zapotřebí mnohem vyšších hustot deponované energie, případně akumulace více pulzů. Struktura BN vzorku pořízená digitálním optickým mikroskopem pro různé nastavení osvětlení je na Obr. A.35.

### 4.3 Ohřev materiálů krátkovlnným laserem

Tepelná zátěž krátkovlnných optických prvků byla studována na *European XFEL* v Hamburku. V experimentální sestavě popsané v části 3.3 předchozí kapitoly byly vzorky krystalů Ge(400), Si(333), C(220), hliníkové a beryliové čočky vystaveny působení pulzů o časové struktuře analogické schématu na Obr. 3.14. Energie fotonů rtg. laserového svazku byla při všech experimentech  $E = 10,65 \text{ keV}$  ( $\lambda = 0,12 \text{ nm}$ ). Počet mikro-pulzů (na *train*) se pohyboval v řádu stovek. Opakovací frekvence mikro-pulzů a makro-pulzů byla 4,5 MHz a 10 Hz. Energie mikro-pulzů se v průběhu měření pohybovala okolo průměrné hodnoty  $\sim 1,5 \text{ mJ}$ . Byly prozkoumány účinky různých konfigurací laserového svazku, vedoucí na odlišné velikosti stopy svazku a tedy hustoty depozované energie. Konkrétně šlo o nefokusovaný (tedy lehce rozbíhavý svazek, tzv. paralelní), kolimovaný svazek a fokusovaný svazek o FWHM rozměrech stopy  $\sim 1,6 \times 1,4 \text{ mm}$ ,  $1,6 \times 0,8 \text{ mm}$  a  $0,9 \times 0,8 \text{ mm}$  (fokusovaný jednou čočkou), resp.  $0,6 \times 0,55 \text{ mm}$  (fokusovaný sadou čtyř čoček).

Časové škály měření jsou ilustrovány na Obr. 4.23. Výše vyjmenované vzorky, jejichž výchozí teplota odpovídala teplotě vzduchu v laboratoři, byly postupně ozařovány XFEL laserovými pulzy s časovou strukturou z Obr. 3.14. Termokamerou bylo pořízeno pro každou konfiguraci několik desítek až stovek snímků, s délkou akvizičního okna  $66 \mu\text{s}$ , postupně zpožděvaných s krokem  $5 \mu\text{s}$  vůči okamžiku dopadu prvního mikro-pulzu na povrch vzorku. Typický vývoj teploty je ilustrován na červené křivce na Obr. 4.23. Vzhledem k tomu, že pro účely těchto měření nebyla provedena absolutní kalibrace termokamery, neznáme konkrétní hodnoty ohřevu daných vzorků.



Obrázek 4.23: Časové škály jednoho makro-pulzu, sběru dat a ilustrace vývoje teploty lokálně ohřáté oblasti vzorku s časem [113].

V části příloh A.4 jsou pouze pro ilustraci prezentovány snímky pořízené termokamerou FLIR A6700sc odpovídající různým vzorkům a konfiguracím svazku XFEL. Jde vždy o sadu dvou snímků odpovídajících začátku měření (žádný ohřev) a maximální detekované intenzitě IR záření emitovaného z lokálně ohřáté oblasti daného vzorku. Procentuální výkon svazku je značen T.

Sekce příloh A.4.1 obsahuje snímky krystalu Ge(400) vystaveného působení 128 mikro-pulzů (na *train*) kolimovaného svazku o energii fotonů 10,65 keV a FWHM rozměrech  $1,6 \times 0,8$  mm. Pro jednotlivé konfigurace bylo termokamerou bylo pořízeno 60 – 110 snímků s časovým krokem 5  $\mu$ s. Pro různé hodnoty procentuálního výkonu kolimovaného svazku ( $T = 100 \%$ , 85 %, 69 %, 46 %, 32 %, 20 % a 2,8 %) jsou snímky krystalu Ge(400) na Obr. A.36, Obr. A.37 a Obr. A.38. Viditelný nárůst teploty lze pozorovat i v případě kolimovaného svazku, při zlomku celkového výkonu laserového záření.

Výsledky měření s krystalem Si(333) jsou prezentovány v části A.4.2. Zde byly prozkoumány účinky 128 mikro-pulzů (na *train*) paralelního, kolimovaného a fokusovaného svazku o energii fotonů 10,65 keV a FWHM rozměrech  $\sim 1,6 \times 1,4$  mm (paralelní),  $1,6 \times 0,8$  mm (kolimovaný) a  $0,9 \times 0,8$  mm, resp.  $0,6 \times 0,55$  mm (fokusovaný jednou, resp. čtyřmi čočkami). Pro jednotlivé konfigurace bylo termokamerou pořízeno 50 – 115 snímků s časovým krokem 5  $\mu$ s. Výsledné sady snímků pro paralelní ( $T = 100 \%$  a 2,7 %), kolimovaný ( $T = 100 \%$  a 46 %) a fokusovaný svazek ( $T = 100 \%$  a 46 %) jsou na Obr. A.39, Obr. A.40 a Obr. A.41. U konfigurace s paralelním svazkem byl nárůst teploty pozorován až při maximálním výkonu (a velmi matně). V případě kolimovaného a fokusovaného byl ohřev znatelně vyšší.

V krystalu diamantu C(220) se při žádné z konfigurací laserového svazku neprojevil pozorovatelný nárůst teploty. Odpovídající snímky působení 128 mikro-pulzů (na *train*) kolimovaného a fokusovaného svazku XFEL o energii fotonů 10,65 keV a FWHM rozměrech  $1,6 \times 0,8$  mm (kolimovaný) a  $0,6 \times 0,55$  mm (fokusovaný čtyřmi čočkami) jsou v části příloh A.4.3. Pro konfiguraci s kolimovaným svazkem o 100 % výkonu (Obr. A.42) i fokusovaným o 85 % výkonu (Obr. A.43) bylo pořízeno 50 snímků s časovým krokem 5  $\mu$ s.

Snímky pro hliníkovou čočku jsou prezentovány v části příloh A.4.4 na Obr. A.44, Obr. A.45 a Obr. A.46. Zde šlo o působení 202 nebo 339 mikro-pulzů (na *train*) svazku XFEL o energii fotonu 10,65 keV a FWHM rozměrech  $\sim 1,6 \times 1,4$  mm (paralelní),  $1,6 \times 0,8$  mm (kolimovaný) a  $0,6 \times 0,55$  mm (fokusovaný čtyřmi čočkami). Pro jednotlivé konfigurace bylo s časovým krokem 5  $\mu$ s pořízeno 110 snímků. Změna teploty zde byla detekována pro všechny konfigurace laserového záření.

Ani v beryliové čočce (A.4.5) nebyl detekován významný nárůst teploty. Snímky zachycující působení 339 mikro-pulzů (na *train*) svazku XFEL fokusovaného čtyřmi čočkami (FWHM rozměr  $0,6 \times 0,55$  mm) o energii fotonů 10,65 keV a výkonu  $T = 100 \%$  jsou na Obr. A.47. Zde bylo termokamerou s časovým krokem 5  $\mu$ s pořízeno 220 snímků.



## 4.4 Diskuze

Podstatnou součástí studia radiačního poškození materiálů bylo i stanovení energetických parametrů jednotlivých nanosekundových impulzů kapilárního výbojového XUV laseru. Zde prezentované závěry zpřesňují výsledky měření efektivní plochy laserového svazku, korelační funkce a celkově hodnot energie pulzů, z výzkumného úkolu [14]. Nově použitý zesilovač signálu křemíkové fotodiody poskytl větší měřicí rozsah. Umístěním fotodetektoru blíže k zónové destičce byly odhaleny dva režimy vývoje korelační funkce. Oproti polynomu druhého řádu použitého k fitování ve VÚ, zde byla závislost proložena dvěma lineárními křivkami. Samotná problematika měření energie pulzních laserů je nicméně mnohem komplikovanější a zde byla probrána jen velmi účelově. Jevy jako nelineární vývoj energie se vzdáleností fotodetektoru od ohniska fokusujícího prvku (ve VÚ přisuzované projevům rekombinace náboje) stále nebyly úplně prozkoumány a pochopeny. Důležitým závěrem zůstává, že pro účely relativně přesného stanovení fluenčních prahů by použité postupy měření energie dostačovat měly. Na rozdíl od výzkumného úkolu zde navíc nebylo opomenuto na započítání účinnosti fokusace zónovou destičkou do ohniska prvního řádu. To znamená, že hodnota energetického prahu stanovená ve VÚ pro vzorek silného čistého wolframu bez příměsí ( $F_{\text{thr}} = 1,0 \pm 0,1 \text{ J/cm}^2$ ) by měla být  $\sim 10\times$  nižší. Se započítáním nových postupů měření energie a zpracování hmotnostních spekter (viz níže), tak byl ze stejných dat získán zde prezentovaný výsledek, tj.  $F_{\text{thr}} = 0,14 \pm 0,03 \text{ J/cm}^2$ .

Radiační odolnost vybraných materiálů byla studována pomocí aparatury řádkovacího hmotově spektroskopického mikroskopu. Iontová emise z kovových a nekovových terčů byla buzená fokusovaným svazkem kompaktního kapilárního výbojového XUV laseru. Extrapolací závislosti zisku ionizovaných izotopů daného materiálu na atenuaci laserového svazku byly z naměřených signálů stanoveny energetické prahy vzniku nevratných poruch na jeho povrchu. Vypočtené energetické prahy jsou shrnuty v Tab. 4.2.

Tenká wolframová fólie a silný vzorek čistého wolframu se vyznačují téměř stejnými hodnotami prahových fluencí. Na wolframové fólii bylo nicméně akumulována 10 pulzů a vznikaly hlavně hluboké krátery, na vzorku čistého wolframu byly akumulovány pouze 3 pulzy, za vzniku téměř výhradně expanzí. Vzorek slinovaného wolframového prášku byl proměřen na dvou pozicích umístění vůči zónové destičce, a to v poloze odpovídající maximálnímu zisku jedenkrát a dvakrát ionizovaných izotopů wolframu. Se započítáním rozdílných parametrů svazku v různých vzdálenostech vzorku od ohniska prvního řádu zónové destičky, vychází prahové hodnoty na těchto dvou pozicích stejné. U tohoto vzorku nicméně zůstává otázkou, proč leží maxima zisku jedenkrát a dvakrát ionizovaných izotopů na různých pozicích. Slitina wolframu s chromem sice vykazuje o  $>3\sigma$  vyšší práh, než wolframová fólie či čistý wolfram bez příměsí, ale nikoliv v porovnání se vzorkem wolframu ve formě slinovaného prášku. Ze všech testovaných vzorků měl nejvyšší prahovou fluenci nitrid bóru (BN). Zde je nutné vzít v potaz rozdílné experimentální podmínky, tedy zátěž jedním impulzem v případě keramického vzorku a pulzní zátěž u ostatních vzorků. Četná měření [8, 125] poukázala na vyšší prahové fluence jedním impulzem (*single-shot damage*) v porovnání s akumulací pulzů. Vyšší hodnota energetického prahu poškození BN tak částečně souvisí s jeho zátěží jednotlivými impulzy, částečně s odlišnou povahou interakce záření s keramickou látkou a následné dynamiky relaxace. Důležitou roli zde pravděpodobně hrají rozdílné optické, tepelné a strukturální vlastnosti hexagonálního pyrolitického BN, ve srovnání s wolframem. Na povrchu vzorku BN nebyly pozorovány známky tavení (případně sublimace) ani ablace. K odlamování či rozpraskávání pravděpodobně energie jednotlivých pulzů fokusovaného svazku nedostačovala. Pro kovové (wolframové) i keramický vzorek BN byl použit stejný postup sběru dat a stejné předpoklady při jejich zpracování.

Chyby měření plynou z relativně vysokého rozptylu v hodnotách celkového detekovaného náboje a jsou přímo spojeny s nestabilitami směřování laserového svazku (*pointing jitter*), fluktuacemi jeho energie a změnami příčné a podélné polohy ohniska (*positional jitter*) výstřelu od výstřelu. Nejvyšší fluktuace energií a rozptyly naměřených hodnot byly pozorovány při nižších atenuacích.

Při akumulaci pulzů způsobuje směrovací chyba vznik několika separátních imprintů, místo depozice energie do stejného bodu. Fluktuační energie mezi výstřely může vést na projevy různých módů interakce záření s látkou. První impulz způsobuje např. expanzi a následující vznik kráteru. Expandovaná struktura obsahuje potenciálně více hmoty, která je druhým energetičtějším pulzem odablována a následně ionizována. Zastoupení iontů v hmotnostním spektru je poté vyšší, než při běžném režimu interakce. Dalo by se očekávat, že směrovací chyba bude nejprominentnější v oblasti fluencí odpovídajících přechodu mezi vznikem expanzí a kráterů. Podle AFM snímků imprintů ve wolframové fólii (část příloh A.1) leží tyto fluence v rozmezí  $F = 0,27 - 0,41 \text{ J/cm}^2$ . Výrazný nárůst rozptylů v této oblasti příslušného grafu (Obr. 4.13) nicméně pozorován nebyl. Změny příčné a podélné polohy ohniska výstřel od výstřelu mohou částečně vysvětlit změny zisku při malém posunu z-skenu na Obr. 3.12. Tyto a podobné systematické chyby měření lze snížit dostatečně velkou statistikou měření.

Dalším významným zdrojem chyb byly materiálové vady, nerovnost povrchů a jejich komplikovaná morfologie. Pro nejsnazší interpretaci dat by bylo zjevně nejvhodnější si z daného materiálu vyrobit tenké homogenní mono-vrstvy napařovacími či napařovacími metodami. V případě wolframu je takový výrobní postup vzorků velmi obtížně realizovatelný, nicméně ne úplně nemožný. Vzorky wolframu vyrobené depozicí z plynné fáze (CVD) byly použity např. v experimentech popsáných v článku [9]. I tak zůstává otázkou, zda výsledky takových měření dostatečně odráží reálné podmínky strukturální odezvy budoucích vnitřních stěn fúzních reaktorů.

Na všech testovaných vzorcích byla pozorována saturace iontového signálu při vysokých energiích laserových XUV pulzů. Ke stanovení fluenčních prahů extrapolací naměřeného signálu do nuly iontového zisku, pak posloužily pouze body příslušející nejvyšším atenuacím. Saturaci si vysvětlujeme zejména omezením iontového svazku  $\varnothing 50 \mu\text{m}$  aperturou v zónové destičce mezi vzorkem a průletovou trubicí.

Hmotnostní spektra každého jednotlivého otisku z matice imprintů byla zpracována a vyhodnocena zvlášť a až poté zprůměrována; rozptyl byl tedy stanoven ze vztahu pro směrodatnou odchylku od této průměrné hodnoty. Ve VÚ byl pro jednoduchost zvolen opačný postup, kde byla data celé matice imprintů nejdříve zprůměrována a až následně vyhodnocena. V této práci použitý algoritmus poskytoval, za cenu vyšší náročnosti, možnost vyloučit některé chybné výstřely a dosáhnout tak vyšší přesnosti. Při vyloučení chybových imprintů nejde o výběrové zkreslení (*selection bias*), ale potlačení šumu.

Stanovení energetických prahů z iontové emise bylo na vzorku čistého wolframu otestováno již v rámci experimentální části výzkumného úkolu. Alternativou je metoda ablačních a desorpčních imprintů (2.1.1), která se osvědčila pro PMMA, jehož fyzikálně-chemické vlastnosti a obecně odezva na krátkovlnné záření jsou dobře známy. Pro účely studia radiačního poškození kovových a keramických vzorků ji nebylo použito zejména z důvodu složité morfologie jejich povrchu a komplikované struktury výsledných laserových imprintů. Analýza a samotná identifikace imprintů vzniklých depozicí energie silně atenuovaného svazku by byla velmi komplikovaná. Ilustrací mohou být některé snímky povrchu ozářených vzorků uvedené v přílohách; viz např. SEM snímky na Obr. A.15, Obr. A.19 nebo Obr. A.26. Na vzorku nitridu bóru (Obr. A.35) dokonce žádné známky ozařování nalezeny nebyly, i přes to, že iontová emise pozorována byla. V některých konceptech konstrukcí vnitřních stěn se navíc pracuje s materiály tvořenými specifickými nanostrukturami, kovovými pěny, či porovitými materiály, na kterých by studium morfologie po ozáření bylo prakticky nemožné.

Kromě hodnot energetických prahů wolframových vzorků je při návrhu vnitřních stěn ICF reaktorů třeba vzít v potaz také uvolňování nečistot z jejich povrchu vlivem radiační zátěže. Detailní SEM snímky povrchů vzorků ukazují na výskyt velkého množství povrchových poruch, prasklin a pórů, na kterých se nečistoty snadno adsorbují, a které zvětšují aktivní plochu pro jejich zachyt. Příkladem je zrnitá morfologie zachycená např. na snímcích na Obr. A.17, Obr. A.19 a Obr. A.26. Na Obr. A.14 jsou dokonce viditelné známky redepozice wolframu na ploše ozářené oblasti. Nečistoty jsou z povrchu uvolňovány mnohem snáze, než prvky materiálů samotného vzorku a mohou znečišťovat fúzní plazma či ostatní stěny nebo jiné odhalené komponenty. Vzhledem k vysokým nárokům na čerpání nádoby reaktoru a její vypékání by tato problematika neměla hrát velkou

roli. K záchytu částic na povrchu a v tenké podpovrchové vrstvě wolframu navíc dochází v mnohem menší míře, než u např. uhlíkových kompozitů.

Výsledky experimentů zaměřených na studium termomechanické zátěže materiálů vnitřních stěn ICF reaktorů [7–10] byly shrnuty v sekci 2.2.4.4. Podle článku [7] leží práh vzniku termomechanických poruch na wolframu jedním impulzem měkkého rtg. v rozmezí fluencí  $0,15 - 0,21 \text{ J/cm}^2$ . Experimenty a simulace s tvrdším rtg. zářením [8–10] odhalily fluenční práh zvyšování hrubosti polykrystalického wolframu jedním impulzem v rozmezí  $0,27 - 0,9 \text{ J/cm}^2$  a monokrystalického na fluencích větších jak  $0,9 \text{ J/cm}^2$ . K tavení a ablaci by přitom mělo docházet na fluencích vyšších než  $1 \text{ J/cm}^2$ . Námi získané nižší hodnoty dávají smysl jednak z důvodu pulzní zátěže, jednak z důvodu použití XUV záření s kratší absorpční délkou a tedy větší hustotou deponované energie na povrchu wolframových vzorků. Podle článku [69] souvisí vysoké prahové energie materiálů jako wolfram či tantal s jejich vysokými vazebnými energiemi a tedy teplotami tavení. V tomto případě je navíc ionizace plazmového výtrysku nižší, než u kovů s nižšími vazebnými energiemi a více energie je tak deponováno do samotného materiálu (místo do plazmového výtrysku). V článku [69] šlo nicméně o experimenty s IR zdrojem záření, v našich měřeních s XUV laserovým svazkem docházelo k jeho atenuaci v plazmatu méně.

Vliv synergického účinku UV-Vis-IR a XUV/rtg. záření (2.1.2) na ablaci, vznik nevratných poruch na povrchu vzorků a iontovou emisi nebyl v interpretaci výsledků brán v potaz. Dosud neexistuje obecný a konzistentní popis všech procesů přispívajících ke zvýšení účinků XUV/rtg. záření při současném působení s UV-Vis-IR zářením. Všechna pozorování a z nich vycházející popisy jsou čistě fenomenologické a zatím otestované pouze na molekulární a kovalentně vázané pevné látky a molekulární jod v plynné fázi. Povaha synergických účinků projevujících se na povrchu kovových a keramických vzorků jasná není. Efekt dlouhodobé emise pinčujícího plazmatu kapilárního výbojového laseru na povrch vzorků v interakční komoře byl navíc zeslaben kolimací záření zrcadly na tečný dopad svazku.

Termokamerou FLIR A6700sc byl studován ohřev vybraných prvků krátkovlnné optiky vlivem působení rtg. laserového záření, s vysokou opakovací frekvencí. Konkrétní hodnoty maximálních dosažených teplot neznáme, ale i tak ukazují naše pozorování na viditelný nárůst teploty některých testovaných krystalů a čoček. Na germaniovém krystalu Ge(400) byl viditelný nárůst teploty pozorován již s kolimovaným svazkem o relativně velké stopě a při zlomku celkové dosažitelného výkonu. Křemíkový krystal Si(333) se zdá srovnatelně odolnější vůči tepelným účinkům záření, jelikož významnější ohřev byl pozorován až s kolimovaným a fokusovaným svazkem (s paralelním velmi matně) a při vyšších výkonech. Ze všech testovaných krystalických vzorků byl nejodolnější diamant C(220), u kterého nebyl pozorován žádný ohřev. Značný nárůst teploty byl v hliníkové čočce pozorován pro všechny konfigurace svazku. Naopak beryliová čočka známky změny teploty působením XFEL svazku nevykazovala. Zde šlo pouze o prezentaci předběžných výsledků experimentálních měření, konkrétnější výsledky poskytne až analýza těchto dat se znalostí absolutní kalibrační křivky příslušející studovaným vzorkům a experimentálními podmínkám.

## Závěr

Výzkum radiačního poškození vnitřních stěn inerciálních fúzních reaktorů se jeví, jako by byl v počátcích, i když s různou intenzitou probíhá již několik desetiletí. Je to patrné tím, že těžiště studia fyziky a vývoje technologií termojaderné fúze využívající inerciální udržení spočívá hlavně v dynamice komprese, zážehu a hoření fúzního plazmatu. Ostatní aspekty, radiační zátěž vnitřních stěn mezi nimi, jsou studovány spíše jako určitý doplněk motivovaný inženýrskými potřebami definovanými návrhy budoucích fúzních reaktorů a elektráren. Omezuje je i fakt, že konkrétní parametry, např. časové profily vyzařování fúzního plazmatu, fúzních schémat využitelných reaktorů dosud přesně a spolehlivě určeny nejsou. Postupné pokroky výzkumu fyziky a technologií termojaderné fúze nicméně již bezpečně vedou k eventuální realizaci nejdříve testovacích a následně komerčních fúzních reaktorů. Zkoumání odezvy zvolených tepelně a radiačně odolných materiálů na extrémní podmínky uvnitř reaktorové nádoby se tedy jeví jako více a více naléhavé. Podobné výzvě je vystaven také vývoj materiálů a prvků krátkovlnné optiky čím dál výkonnějších laserů na volných elektronech, u nichž se výrazně zkracuje vlnová délka a zvyšuje opakovací frekvence.

Teoretická část diplomové práce je věnována popisu principů, konstrukce a funkce XUV/rtg. laserů různých typů, příslušné optiky a detektorů a interakce XUV/rtg. záření s pevnou látkou. Na tyto části navazuje problematika volby a testování materiálů vnitřních stěn inerciálních fúzních reaktorů.

Představeny byly základní principy generace krátkovlnných pulzů koherentního záření pomocí urychlovačů nabitých částic, vysokých harmonických a plazmových zdrojů buzených optickým zářením nebo elektrickým výbojem v plynu. Následoval výklad fyziky a konstrukce prvků XUV/rtg. optiky založených na úplném (totálním) vnějším odrazu, vícevlňové interferenci nebo difrakci. Další část teoretické části objasnila principy detekce a charakterizace koherentního XUV/rtg. záření, především plošné hustoty energie a jejího rozložení. Na konkrétních příkladech byly vysvětleny principy polovodičových, vakuových a fotoionizačních detektorů, detekce záření s prostorovým rozlišením a také spektroskopické metody v oboru krátkých vlnových délek.

Základním principem generace krátkovlnného záření všech zdrojů je vyzařování nerovnoměrně se pohybujícího volného nebo vázaného náboje. Různé techniky a konstrukce pak umožňují generaci koherentních svazků specifických požadovaných parametrů. Lasery na volných elektronech emitují svazky koherentního záření nejvyšších špičkových jasů (*peak brightness*), protože délka jimi poskytovaných pulzů je velmi krátká (typicky desítky nebo stovky femtosekund). Vysoké harmonické jsou také vhodné pro práci s velmi krátkými pulzy, ale jejich energie je výrazně nižší a záření měkké. Oproti FEL jsou ale kompaktnější (*table top*), výrazně levnější a dostupnější; nižší špičkový výkon vyrovnávají vysokou opakovací frekvencí, tedy solidním středním výkonem. Výbojové plazmové XUV lasery jsou ještě o něco kompaktnější než zdroje vysokých harmonických a se solidní opakovací frekvencí poskytují krátké (typicky nanosekundové) energetické pulzy v XUV spektrálním oboru. Manipulace s krátkovlnným zářením v XUV a měkkém rtg. oboru je komplikována zejména jeho krátkou absorpční (atenuační) délkou v jakémkoli hmotném prostředí. Z ní plyne nutnost práce ve vakuu (minimálně  $10^{-2}$  Pa) a také obvykle značné ztráty výkonu na prvcích XUV a měkké rtg. optiky. Fokuse laserových svazků je nezbytnou součástí ozařovacích experimentů pro dosažení dostatečně vysoké hustoty energie na po-

vrchu a v podpovrchové vrstvě vzorku. Pro tyto účely se v XUV/rtg. oboru využívá totálního vnějšího odrazu při dopadu laserového svazku na reflexní vrstvu pod tečným úhlem, vícevlňové interference záření odraženého od multivrstvé struktury složené ze střídajících se vrstev lehkých a těžkých prvků nebo difrakční optiky např. typu binární Fresnelovy zónové destičky. Detektory plošné hustoty energie záření i jejího prostorového rozložení jsou založeny na vnitřním nebo vnějším fotoefektu a následné integraci proudového signálu generovaného volnými nositeli náboje. Stejněho principu využívají také energeticky disperzní XUV/rtg. spektrometry. Jinak se využívá tzv. vlnově disperzních spektrometrů založených na difrakci záření na periodické mikrostruktuře.

Materiály a jejich modifikace XUV/rtg. zářením rozebírá druhá kapitola teoretické části práce. Zde byly nejdříve popsány procesy materiálové odezvy na energetické záření, synergické účinky ionizujícího a neionizujícího záření a iontová emise a tepelné účinky XUV/rtg. záření. Dále byly charakterizovány různé materiály navrhované pro konstrukci vnitřních stěn budoucích inerciálních fúzních reaktorů a rozebrány různé přístupy k jejich testování a výsledky publikací věnující se této problematice.

Procesem ablace rozumíme odezvu materiálu, kdy energetické záření o fluenci nad prahovou hodnotou vede na jeho masivní úbytky. K desorpci naopak dochází v případě depozice energie zářením podprahových fluencí, které dostačují pouze k relativně velmi malým poškozením povrchu a úbytku hmoty ozařované pevné látky monovrstvu po monovrstvě. Mechanismus synergického účinku ionizujícího XUV/rtg. a neionizujícího UV-Vis-IR záření na povrchu PMMA byl objasněn na základě interakce dlouhovlnné složky záření s volnými nosiči náboje na povrchu ozařovaných vzorků produkovaných krátkovlnným zářením. Depozice energie fotonů intenzivního XUV/rtg. záření může vést na ionizaci pevné látky, s tím spojený nárůst kinetické energie volných nosičů náboje, po ekvilibraci jejich kinetické energie a jejího přenosu na mřížku elektron-fononovou interakcí k nárůstu teploty povrchu a podpovrchové vrstvy na teploty, při nichž dochází k tavení materiálu, jeho explozivnímu odpařování nebo sublimaci. Na tvorbě plazmového výtrysku indukovaného XUV/rtg. zářením se ovšem podílejí i netepelné procesy. Podle délky jednotlivých pulzů jsou ionty ablaované látky z povrchu pevných materiálů emitovány rychlostí expandujícího plazmatu vzniklého interakcí nebo urychlovány elektrostatickým polem generovaným volnými elektrony unikajícími z plazmatu. Povaha další interakce poté souvisí s kritickou hustotou plazmatu a tepelně závislou absorpční délkou záření. Materiály vnitřních stěn budoucích inerciálních fúzních reaktorů vykazující se vysokou odolností vůči termomechanické zátěži mnoha XUV/rtg. pulzy s vysokou opakovací frekvencí disponují několika klíčovými vlastnostmi. Předně jde o vysokou teplotu tavení a odpařování (resp. sublimace), s tím související vysoká tepelná vodivost a únavová pevnost, nízká míra odprašování a eroze a minimální afinita k izotopům vodíku. Na základě těchto (a mnoha dalších) kritérií se v současnosti nejperspektivnějším zdá být wolfram a jeho různé slitiny a formy. Laboratorní simulace radiační zátěže těchto materiálů probíhají na Z-pinčových nebo jiných pulzních plazmových zdrojích intenzivního XUV/rtg.

Předmětem experimentální části práce byla realizace vlastních experimentů umožňujících posouzení odolnosti materiálů vnitřních stěn inerciálních fúzních reaktorů k XUV laserovému záření a dále ohřevu a tepelných účinků intenzivních, ultrakrátkých pulzů s MHz opakovací frekvencí na rtg. optiku. Ke studiu radiační odolnosti a stanovení prahů poškození kovových a nekovových materiálů vnitřních stěn byla použita metoda iontové emise indukovaná nanosekundovými pulzy kapilárního výbojového XUV laseru. Iontová emise byla charakterizována a zaznamenávána hmotovým spektrometrem registrujícím dobu průletu (TOF). Důležitou součástí měření bylo také stanovení parametrů fokusovaného XUV laserového svazku, zejména hustoty energie deponované v materiálu jednotlivými pulzy a efektivní plochy svazku. Laboratorní simulace tepelných účinků intenzivního záření s vysokou opakovací frekvencí na optické prvky využívaly svazku rentgenového laseru na volných elektronech. Ohřev zvolených vzorků různých konstrukcí a složení byl sledován infračervenou termokamerou FLIR.

Výsledky měření energie XUV laserového pulzu křemíkovou fotodiodou poukázaly na odlišnosti generace a sběru nositelů náboje v polovodičovém detektoru při nízkých a vysokých atenuacích laserového XUV svazku.

Laboratorní simulace radiační zátěže wolframu a nitridu bóru vykazaly pokles zisku iontů s fluencí pulzů záření. Tohoto poklesu jsme využili ke stanovení prahů poškození zmíněných materiálů. Určovali jsme vlastně nejnížší hodnotu fluence, kdy iontový signál začíná vyvstávat ze šumu.

Průměrné hodnoty fluenčních prahů poškození wolframových vzorků pulzním záření se pohybovaly v rozmezí  $0,09 - 0,35 \text{ J/cm}^2$ . Z wolframových vzorků se nejvyššími hodnotami prahových fluencí vykazovaly slinovaný wolframový prášek  $0,33 - 0,37 \text{ J/cm}^2$  a slitina wolframu s chromem  $0,21 - 0,31 \text{ J/cm}^2$ . Projevy interakce záření s wolframovými vzorky studované různými mikroskopickými metodami ukázaly na projevy tavení, ablace a odprašování při vyšších fluencích a desorpce a expanze natavené hmoty při fluencích nižších. Testování odezvy nitridu bóru jednotlivými impulzy prokázalo ve srovnání s wolframovými vzorky vyšší fluenční prahy poškození  $0,60 - 0,80 \text{ J/cm}^2$ . Navíc povrch ozářené oblasti nevykazoval pod mikroskopem žádné viditelné změny.

Z experimentů provedených na *European XFEL* zaměřených na využití emise infračerveného záření lokálně ohřáté oblasti vzorku termokamerou byly získány relativní hodnoty ohřevu. Porovnávali jsme tedy účinnost ohřevu různých materiálů. Z testovaných optických prvků byl k ohřevu nejnáchylnější krystal Ge(400), dále krystal Si(333) a hliníková čočka. V beryliové čočce a krystalu diamantu C(220) žádný nárůst teploty spojený s ozářením pozorován nebyl. Klíčovým faktorem je zde tedy protonové číslo prvku, z něhož je optický element vyroben. Pracovali jsme s parametry svazku, aby nebylo (cíleně) dosaženo teplot, při nichž by došlo k nevratnému poškození materiálu. Z výsledků vyplývá, že navazující experimenty s fokusovanými svazky by bylo neúčelnější provádět s germaniem.

V rámci diplomové práce byly prostudovány účinky krátkých a velmi krátkých pulzů XUV/rtg. záření s vysokou opakovací frekvencí na pevné látky. Byly stanoveny fluenční prahy poškození různých wolframových vzorků a keramického nitridu bóru. Dále byla pomocí termokamery stanovena tepelná zátěž vložená na různé materiály (Be, C, Al, Si a Ge) rentgenovým laserem na volných elektronech s opakovací frekvencí v řádu MHz.

Za nejvýznamnější výsledek této práce lze pokládat využití iontové emise ke kvalifikovanému odhadu prahové fluence XUV záření, při níž se začíná rozpadat mřížka příslušné pevné látky a dochází k tak masivnímu uvolňování iontů, že je bezpečně registrujeme hmotovým spektrometrem. Tato technika by se mohla výrazně uplatnit při testování odolnosti reálných materiálů s různou morfologií (např. nanostrukturované povrchy, kovové pěny, kompozitní materiály, keramické materiály s vyšší porozitou atp.), na nichž je obtížné najít i velmi pokročilými mikroskopovacími technikami subtilní nevratné změny na povrchu ozářeném fluencemi jen mírně převyšujícími prahovou hodnotu. Nebylo by tedy nutno testovat jen idealizované vzorky s velmi kvalitními povrchy, ale bylo by možno přistoupit k reálným, inženýrsky definovaným materiálům vnitřní stěny. Tato metoda by také umožnila studovat materiály, jejichž povrch je již ovlivněn delší expozicí v podmínkách reálného reaktoru. Tak by bylo možno řešit nejen vstupní (počáteční) odolnost materiálu první stěny, ale i její proměny v průběhu operačního cyklu reaktoru.

# Literatura

- [1] ITER Organization. ITER Research Plan within the Staged Approach (Level III – Provisional Version). Technical Report ITR-18-003, (2018). <https://iter.org/technical-reports>.
- [2] W. R. Meier, A. M. Dunne, K. J. Kramer, S. Reyes, T. M. Anklam, et al. Fusion technology aspects of laser inertial fusion energy (LIFE). *Fusion Engineering and Design*, **89**(9-10):2489–2492, (2014).
- [3] M. Dunne, E. I. Moses, P. Amendt, T. Anklam, A. Bayramian, E. Bliss, B. Debs, R. Deri, T. D. Rubia, B. El-Dasher, et al. Timely delivery of laser inertial fusion energy (LIFE). *Fusion Science and Technology*, **60**(1):19–27, (2011).
- [4] K. J. Kramer, J. F. Latkowski, R. P. Abbott, T. P. Anklam, A. M. Dunne, B. S. El-Dasher, D. L. Flowers, M. J. Fluss, A. Lafuente, G. A. Loosmore, et al. Fusion technologies for laser inertial fusion energy (LIFE). *EPJ Web of Conferences*, **59**(11001), (2013).
- [5] J. A. Frenje. Nuclear diagnostics for Inertial Confinement Fusion (ICF) plasmas. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **62**(2):023001, (2020).
- [6] T. J. Renk, P. P. Provencio, T. J. Tanaka, C. L. Olson, R. R. Peterson, J. E. Stolp, D. G. Schroen, and T. R. Knowles. Chamber wall materials response to pulsed ions at power-plant level fluences. *Journal of Nuclear Materials*, **347**(3):266–288, (2005).
- [7] J. M. Qi, Z. Wang, Y. Y. Chu, C. Liang, L. Zhou, and Z. H. Li. Thermomechanical damage thresholds of tungsten as candidate first wall material under pulsed soft X-ray irradiations. *Fusion Engineering and Design*, **137**:396–404, (2018).
- [8] J. F. Latkowski, R. P. Abbott, R. C. Schmitt, and B. K. Bell. Effect of multi-shot X-ray exposures in IFE armor materials. *Journal of Nuclear Materials*, **347**(3):255–265, (2005).
- [9] T. J. Tanaka, G. A. Rochau, R. R. Peterson, and C. L. Olson. Testing IFE materials on Z. *Journal of Nuclear Materials*, **347**(3):244–254, (2005).
- [10] J. P. Blanchard and C. J. Martin. Thermomechanical effects in a laser IFE first wall. *Journal of Nuclear Materials*, **347**(3):192–206, (2005).
- [11] D. Bernardi, A. Ibarra, F. Arbeiter, F. Arranz, M. Cappelli, P. Cara, J. Castellanos, H. Dzitko, A. García, J. Gutiérrez, et al. The IFMIF-DONES project: design status and main achievements within the EUROfusion FP8 work programme. *Journal of Fusion Energy*, **41**(2):24, (2022).
- [12] J. Bulička. *Charakterizace, optimalizace a využití kapilárního výbojového XUV laseru pro simulaci poškození materiálů vystavených současně ionizujícímu a neionizujícímu záření*. Bakalářská práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyziky, (2022).



- [13] N. Medvedev, Z. Kuglerová, M. Makita, J. Chalupský, and L. Juha. Damage threshold in pre-heated optical materials exposed to intense X-rays. *Opt. Mater. Express*, **13**:808–822, (2023).
- [14] J. Bulička. *Studium interakce fokusovaného svazku XUV kapilárního laseru s pevnou látkou: nevratné poškození a iontová emise*. Výzkumný úkol, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyziky, (2023).
- [15] International Organization for Standardization. ISO 21348:2007(E) - Space environment (natural and artificial) - Process for determining solar irradiances, (2007). [Online; accessed December 20, 2023].
- [16] E. Gullikson. CXRO X-Ray Interactions With Matter. [https://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](https://henke.lbl.gov/optical_constants/). Lawrence Berkeley National Laboratory, Materials Sciences Division, The Center for X-Ray Optics.
- [17] D. Attwood. *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications, 2nd edition*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, (2016).
- [18] S. Suckewer and P. Jaegle. X-ray laser: past, present, and future. *Laser Physics Letters*, **6**(6):411–436, (2009).
- [19] J. Chalupský. *Charakterizace svazků rentgenových laserů různých typů*. Disertační práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyzikální elektroniky, (2012).
- [20] K.-J. Kim, Z. Huang, and R. Lindberg. *Synchrotron Radiation and Free-Electron Lasers*. Cambridge university press, Cambridge, United Kingdom, (2017).
- [21] E. A. Seddon, J. A. Clarke, D. J. Dunning, C. Masciovecchio, C. J. Milne, F. Parmigiani, D. Rugg, J. C. Spence, N. R. Thompson, K. Ueda, et al. Short-wavelength free-electron laser sources and science: a review. *Rep. Prog. Phys.*, **80**:115901, (2017).
- [22] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, **7**:118, (1961).
- [23] N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson, and G. D. Enright. Harmonic generation in CO<sub>2</sub> laser target interaction. *Appl Phys. Lett.*, **31**(3):172–174, (1977).
- [24] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, and Ch. K. Rhodes. Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases. *Journal of the Optical Society of America B*, **4**(4):595–601, (1987).
- [25] P. B. Corkum. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. *Phys. Rev. Lett.*, **71**:1994, (1993).
- [26] J. L. Krause, K. J. Schafer, and K. C. Kulander. High-order harmonic generation from atoms and ions in the high intensity regime. *Phys. Rev. Lett.*, **68**:3535, (1992).
- [27] J. Gao, F. Shen, and J. G. Eden. Quantum electrodynamic treatment of harmonic generation in intense optical fields. *Phys. Rev. Lett.*, **81**:1833, (1998).
- [28] A. L’Huillier, K. J. Schafer, and K. C. Kulander. Theoretical aspects of intense field harmonic generation. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **24**:3315, (1991).
- [29] K. L. Ishikawa. *High-harmonic generation, in Advances in Solid State Lasers: Development and Applications*. IntechOpen, Vukovar, Croatia, (2010).

- [30] Z. Chang. *Fundamentals of attosecond optics*. CRC press, Taylor and Francis Group, Boca Raton, Florida, USA, (2016).
- [31] S. Ghimire and D. A. Reis. High-harmonic generation from solids. *Nature Physics*, **15**(1):10–16, (2019).
- [32] D. Popmintchev, C. H. García, F. Dollar, C. Mancuso, J. A. Pérez-Hernández, M.-C. Chen, A. Hankla, X. Gao, B. Shim, A. L. Gaeta, M. Tarazkar, et al. Ultraviolet surprise: Efficient soft x-ray high-harmonic generation in multiply ionized plasmas. *Science*, **350**(6265):1225–1231, (2015).
- [33] U. Teubner and P. Gibbon. High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces. *Reviews of Modern Physics*, **81**:445, (2009).
- [34] R. A. Ganeev. High-order harmonic generation in laser-induced low-density plasma: past and recent achievements. *Appl. Phys. B*, **129**(17), (2023).
- [35] S. Boutet. High-Resolution Protein Structure Determination by Serial Femtosecond Crystallography. U.S. Department of Energy, Office of Scientific and Technical Information(CXIDB ID 17), (2012).
- [36] F. Krausz and M. I. Stockman. Attosecond metrology: from electron capture to future signal processing. *Nature Photonics*, **8**:205–213, (2014).
- [37] D. Giulietti and L. A. Gizzi. X-ray emission from laser-produced plasmas. *La Rivista del Nuovo Cimento (1978-1999)*, **21**:1–93, (1998).
- [38] B. Rus, A. Carillon, P. Dhez, P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Klisnick, M. Nantel, and Ph. Zeitoun. Efficient, high-brightness soft-x-ray laser at 21.2 nm. *Phys. Rev. A*, **55**:3858, (1997).
- [39] S. Heinbuch, M. Grisham, D. Martz, and J. J. Rocca. Demonstration of a desk-top size high repetition rate soft x-ray laser. *Opt. Express*, **13**:4050–4055, (2005).
- [40] L. Vyšín, T. Burian, J. Chalupský, M. Grisham, V. Hájková, S. Heinbuch, K. Jakubczak, D. Martz, T. Mocek, P. Pira, et al. Characterization of the focused beam of desktop 10-Hz capillary-discharge 46.9-nm laser. *Proc. SPIE, Damage to VUV, EUV, and X-Ray Optics II*, **7361**:164–171, (2009).
- [41] J. J. Rocca, D. C. Beethe, and M. C. Marconi. Proposal for soft-x-ray and XUV lasers in capillary discharges. *Opt. Lett.*, **13**:565–567, (1988).
- [42] J. J. Rocca. Table-top soft x-ray lasers. *Rev. of Sci. Instrum.*, **70**:3799–3827, (1999).
- [43] J. Chalupský, T. Burian, M. Grisham, V. Hájková, S. Heinbuch, K. Jakubczak, L. Juha, T. Mocek, P. Pira, J. Polan, J. J. Rocca, B. Rus, J. Sobota, and L. Vyšín. Fokuzovaný svazek stolního repetičního kapilárního laseru na 46,9 nm. *Čs. čas. fyz.*, **58**(5):234–237, (2008).
- [44] J. Filevich, K. Kanizay, M. C. Marconi, J. L. A. Chilla, and J. J. Rocca. Dense plasma diagnostics with an amplitude-division soft-x-ray laser interferometer based on diffraction gratings. *Opt. Lett.*, **25**:356–358, (2000).
- [45] M. Seminario, J. J. Rocca, R. A. Depine, B. Bach, and B. Bach. Characterization of diffraction gratings by use of a tabletop soft-x-ray laser. *Appl. Opt.*, **40**:5539–5544, (2001).
- [46] L. Juha, V. Hájková, J. Chalupský, V. Vorlíček, A. Ritucci, A. Reale, P. Zuppella, and M. Störmer. Radiation damage to amorphous carbon thin films irradiated by multiple 46.9 nm laser shots below the single-shot damage threshold. *J. Appl. Phys.*, **105**(9):093117, (2009).

- [47] R. Muller, I. Kuznetsov, Y. Arbelo, M. Trottmann, C. S. Menoni, J. J. Rocca, G. R. Patzke, and D. Bleiner. Depth-Profiling Microanalysis of CoNCN Water-Oxidation Catalyst Using a  $\lambda= 46.9$  nm Plasma Laser for Nano-Ionization Mass Spectrometry. *Anal. Chem.*, **90**(15):9234–9240, (2018).
- [48] S. P. Hau-Riege. *High-Intensity X-rays-Interaction with Matter: Processes in Plasmas, Clusters, Molecules and Solids*. WILEY-VCH Verlag GmbH and Co. KGaA Weinheim, Germany, (2011).
- [49] I. Kuznetsov. *Extreme Ultraviolet Laser Ablation Mass Spectrometer for Molecular Imaging at the Nanoscale*. PhD. thesis, Department of Electrical and Computer Engineering, Colorado State University, Fort Collins, Colorado, (2018).
- [50] E. L. Dereniak and D. G. Crowe. *Optical radiation detectors*. John Wiley and Sons, Inc., New York, USA, (1984).
- [51] D. Klir. *The Study of a Fibre Z-pinch*. Disertační práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta elektrotechnická, Katedra fyziky, (2007).
- [52] R.W. Waynant and M.N. Ediger. *Electro-Optics Handbook, 2nd Edition*. The McGraw-Hill Companies, Inc., New York, USA, (2000).
- [53] OSI Optoelectronics. XUV-100 Deep UV, Soft X-Ray Enhanced Photodetector Datasheet. <https://osioptoelectronics.com/products/photodetectors/soft-x-ray-far-uv/xuv-100>, [Online; accessed February 23, 2024].
- [54] B. Rus, J. Dunn, T. Mocek, A. J. Nelson, M. E. Foord, R. Shepherd, W. Rozmus, H. A. Baldis, M. Kozlová, J. Polan, et al. X-ray laser thomson scattering at 21 nm of laser-heated high-density foil plasmas. In *X-Ray Lasers 2006: Proceedings of the 10th International Conference*, pages 577–583. Springer, (2007).
- [55] A. E. Shumack, J. Rzadkiewicz, M. Chernyshova, K. Jakubowska, M. Scholz, A. Byszuk, R. Cieszewski, T. Czarski, W. Dominik, L. Karpinski, et al. X-ray crystal spectrometer upgrade for ITER-like wall experiments at JET. *Rev. of Sci. Instrum.*, **85**(11), (2014).
- [56] S. Duorah, A. Ejiri, S. Lee, H. Iguchi, A. Fujisawa, M. Kojima, K. Matsuoka, E. Ishiyama, K. Hanada, S. Shiraiwa, et al. Multilayer mirror based soft X-ray spectrometer as a high temperature plasma diagnostic. *Rev. of Sci. Instrum.*, **72**:1183–1187, (2001).
- [57] J. E. Rice, K. Molvig, and H. I. Helava. Continuum X-ray emission from the Alcator A tokamak. *Phys. Rev. A*, **25**:1645, (1982).
- [58] R. F. Haglund Jr. Microscopic and mesoscopic aspects of laser-induced desorption and ablation. *Applied surface science*, **96-98**:1–13, (1996).
- [59] J. Chalupský, L. Juha, V. Hájková, J. Cihelka, L. Vyšín, J. Gautier, J. Hajdu, S. P. Hau-Riege, M. Jurek, J. Krzywinski, et al. Non-thermal desorption/ablation of molecular solids induced by ultra-short soft x-ray pulses. *Opt. Express*, **17**:208–217, (2009).
- [60] J. Chalupský, L. Juha, J. Kuba, J. Cihelka, V. Hájková, S. Koptyaev, J. Krása, A. Velyhan, M. Bergh, C. Coleman, et al. Characteristics of focused soft X-ray free-electron laser beam determined by ablation of organic molecular solids. *Opt. Express*, **15**:6036–6043, (2007).
- [61] J. Chalupský, J. Krzywinski, L. Juha, V. Hájková, J. Cihelka, T. Burian, L. Vyšín, J. Gaudin, A. Gleeson, M. Jurek, et al. Spot size characterization of focused non-Gaussian X-ray laser beams. *Opt. express*, **18**:27836–27845, (2010).

- [62] J. Chalupsky, P. Bohacek, V. Hajkova, S. P. Hau-Riege, P. A. Heimann, L. Juha, J. Krzywinski, M. Messerschmidt, S. P. Moeller, B. Nagler, et al. Comparing different approaches to characterization of focused X-ray laser beams. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **631**(1):130–133, (2011).
- [63] V. Vozda, T. Burian, V. Hájková, L. Juha, H. Enkisch, B. Faatz, M. Hermann, I. Jacyna, M. Jurek, B. Keitel, et al. Characterization of megahertz X-ray laser beams by multishot desorption imprints in PMMA. *Opt. Express*, **28**:25664–25681, (2020).
- [64] T. Mocek, J. Polan, P. Homer, K. Jakubczak, B. Rus, I. J. Kim, C. M. Kim, G. H. Lee, C. H. Nam, V. Hájková, et al. Surface modification of organic polymer by dual action of extreme ultraviolet/visible-near infrared ultrashort pulses. *J. Appl. Phys.*, **105**:026105, (2009).
- [65] K. Jakubczak, T. Mocek, J. Chalupsky, G. H. Lee, T. K. Kim, S. B. Park, C. H. Nam, V. Hajkova, M. Toufarova, L. Juha, et al. Enhanced surface structuring by ultrafast XUV/NIR dual action. *New J. Phys.*, **13**:053049, (2011).
- [66] F. Barkusky, C. Peth, A. Bayer, and K. Mann. Direct photo-etching of poly (methyl methacrylate) using focused extreme ultraviolet radiation from a table-top laser-induced plasma source. *J. Appl. Phys.*, **101**:124908, (2007).
- [67] M. Krikunova, T. Maltezopoulos, P. Wessels, M. Schlie, A. Azima, M. Wieland, and M. Drescher. Ultrafast photofragmentation dynamics of molecular iodine driven with timed XUV and near-infrared light pulses. *J. Chem. Phys.*, **134**:024313, (2011).
- [68] L. Juha. Ablace materiálů měkkým rentgenovým zářením. *Čs. čas. fyz.*, **50**:110, (2000).
- [69] L. Torrisi, L. Ando, S. Gammino, J. Krasa, and L. Laska. Ion and neutral emission from pulsed laser irradiation of metals. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **184**(3):327–336, (2001).
- [70] B. Ilyas, A. H. Dogar, S. Ullah, N. Mahmood, and A. Qayyum. Multiply charged ion emission from laser produced tungsten plasma. *Laser and Particle Beams*, **30**(4):651–657, (2012).
- [71] E. Bernal, J. Ready, and L. Levine. Ion emission from laser irradiated tungsten. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **2**(9):480–482, (1966).
- [72] J. Krása, T. Burian, V. Hájková, J. Chalupský, Š. Jelínek, K. Frantálová, M. Krupka, Z. Kuglerová, S. K. Singh, V. Vozda, et al. Ion emission from warm dense matter produced by irradiation with a soft x-ray free-electron laser. *Matt. Radiat. Extremes*, **9**:016602, (2024).
- [73] Z. Kuglerová. *Tepelné a netepelné projevy interakce laserového záření s pevnou látkou*. Diplomová práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyziky, (2021).
- [74] A. B. Zylstra, A. L. Kritcher, O. A. Hurricane, D. A. Callahan, J. E. Ralph, D. T. Casey, A. Pak, O. L. Landen, B. Bachmann, K. L. Baker, et al. Experimental achievement and signatures of ignition at the National Ignition Facility. *Phys. Rev. E*, **106**:025202, (2022).
- [75] A. L. Kritcher, A. B. Zylstra, D. A. Callahan, O. A. Hurricane, C. R. Weber, D. S. Clark, C. V. Young, J. E. Ralph, D. T. Casey, A. Pak, et al. Design of an inertial fusion experiment exceeding the lawson criterion for ignition. *Phys. Rev. E*, **106**:025201, (2022).

- [76] H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams, J. Adams, B. Addis, R. Aden, P. Adrian, B. B. Afeyan, M. Aggleton, L. Aghaian, et al. Lawson criterion for ignition exceeded in an inertial fusion experiment. *Phys. Rev. Lett.*, **129**:075001, (2022).
- [77] O. A. Hurricane, P. K. Patel, R. Betti, D. H. Froula, S. P. Regan, S. A. Slutz, M. R. Gomez, and M. A. Sweeney. Physics principles of inertial confinement fusion and US program overview. *Rev. Mod. Phys.*, **95**:025005, (2023).
- [78] H. Abu-Shawareb, R. Acree, P. Adams, J. Adams, B. Addis, R. Aden, P. Adrian, B. B. Afeyan, M. Aggleton, L. Aghaian, et al. Achievement of target gain larger than unity in an inertial fusion experiment. *Phys. Rev. Lett.*, **132**:065102, (2024).
- [79] P. Koning. LLNL's National Ignition Facility delivers record laser energy. <https://www.llnl.gov/article/50616/llnls-national-ignition-facility-delivers-record-laser-energy>, (2023). [Online; accessed February 26, 2024].
- [80] S. Atzeni and J. Meyer-ter Vehn. *The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. International Series of Monographs on Physics **125**. Oxford University Press Inc. New York, USA, (2004).
- [81] M. Sherlock, S. J. Rose, and A. P. L. Robinson. Prediction of net energy gain in Deuterium-Beam interactions with an inertially confined plasma. *Phys. Rev. Lett.*, **99**:255003, (2007).
- [82] R. Betti and O. A. Hurricane. Inertial-confinement fusion with lasers. *Nature Physics*, **12**(5):435–448, (2016).
- [83] S. Eliezer. *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. CRC press, Taylor and Francis Group, Boca Raton, Florida, USA, (2002).
- [84] P. Mason, M. Divoký, K. Ertel, J. Pilař, T. Butcher, M. Hanuš, S. Banerjee, J. Phillips, J. Smith, M. De Vido, et al. Kilowatt average power 100 J-level diode pumped solid state laser. *Optica*, **4**:438–439, (2017).
- [85] S. P. Obenschain, A. J. Schmitt, J. W. Bates, M. F. Wolford, M. C. Myers, M. W. McGeoch, M. Karasik, and J. L. Weaver. Direct drive with the argon fluoride laser as a path to high fusion gain with sub-megajoule laser energy. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, **378**(2184), (2020).
- [86] S. Kawata, T. Karino, and A. I. Ogoyski. Review of heavy-ion inertial fusion physics. *Matt. Radiat. Extremes*, **1**:89–113, (2016).
- [87] M. K. Matzen, M. A. Sweeney, R. G. Adams, J. R. Asay, J. E. Bailey, G. R. Bennett, D. E. Bliss, D. D. Bloomquist, T. A. Brunner, R. B. Campbell, et al. Pulsed-power-driven high energy density physics and inertial confinement fusion research. *Phys. Plasmas*, **12**:055503, (2005).
- [88] C. L. Ruiz, G. W. Cooper, S. A. Slutz, J. E. Bailey, G. A. Chandler, T. J. Nash, T. A. Mehlhorn, R. J. Leeper, D. Fehl, A. J. Nelson, et al. Production of thermonuclear neutrons from deuterium-filled capsule implosions driven by Z-pinch dynamic hohlraums. *Phys. Rev. Lett.*, **93**:015001, (2004).
- [89] D. A. Yager-Elorriaga, M. R. Gomez, D. E. Ruiz, S. A. Slutz, A. J. Harvey-Thompson, C. A. Jennings, P. F. Knapp, P. F. Schmit, M. R. Weis, T. J. Awe, et al. An overview of magneto-inertial fusion on the Z machine at Sandia National Laboratories. *Nucl. Fusion*, **62**:042015, (2022).
- [90] Lawrence Livermore National Laboratory. Diagnostics Implemented on NIF. <https://lasers.llnl.gov/for-users/experimental-capabilities/diagnostics>. [Online; accessed March 1, 2024].

- [91] J. Matějček. Materials for fusion applications. *Acta Polytechnica*, **53**(2), (2013).
- [92] B. Badger, H. A. Attaya, T. J. Bartel, M. L. Corradini, R. L. Engelstad, G. L. Kulcinski, E. G. Lovell, G. A. Moses, R. R. Peterson, and M. E. Sawan. Preliminary conceptual design of SIRIUS, A symmetric illumination, direct drive laser fusion reactor. U.S. Department of Energy, Office of Scientific and Technical Information(Report UWFDM-568), (1984).
- [93] S. Baudach, J. Bonse, J. Krüger, and W. Kautek. Ultrashort pulse laser ablation of polycarbonate and polymethylmethacrylate. *Applied Surface Science*, **154**:555–560, (2000).
- [94] S. Sharafat, A. Aoyama, B. Williams, and N. Ghoniem. Development of micro-engineered textured tungsten surfaces for high heat flux applications. *Journal of Nuclear Materials*, **442**(1-3):S302–S308, (2013).
- [95] *Comprehensive Nuclear Materials* (Ser. Ed. R. J. Konings), *Vol. 4: Radiation Effects in Structural and Functional Materials for Fission and Fusion reactors*. (Sect. Eds T. R. Allen, R. E. Stoller, Sh. Yamana- naka), Elsevier, Amsterdam, (2012), str. 551-724.
- [96] C. Agte and Vacek Jiří. *Wolfram a molybden*. Státní nakladatelství technické literatury, Praha, (1954).
- [97] A. T. Anderson, A. K. Burnham, M. T. Tobin, and P. F. Peterson. Modeling and Experiments of X-Ray Ablation of National Ignition Facility First Wall Materials. *Fusion Technology*, **30**(3P2A):757–763, (1996).
- [98] A. K. Burnham, M. T. Tobin, A. T. Anderson, E. C. Honea, K. M. Skulina, D. Milam, M. Evans, F. Rainer, and M. Gerassimenko. Development and Evaluation of First Wall Materials for the National Ignition Facility. *Fusion Technology*, **30**(3P2A):730–735, (1996).
- [99] Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives. Laser Mégajoule (LMJ). <https://www-lmj.cea.fr>, (2022). [Online; accessed March 11, 2024].
- [100] Lawrence Livermore National Laboratory. National Ignition Facility (NIF). <https://lasers.llnl.gov>, (2023). [Online; accessed March 11, 2024].
- [101] R. M. Hunt, R. P. Abbott, M. A. Havstad, and A. M. Dunne. Fatigue cracking of a bare steel first wall in an inertial confinement fusion chamber. *Fusion Engineering and Design*, **88**(5):311–316, (2013).
- [102] R. W. Moir. HYLIFE-II Inertial Confinement Fusion Reactor Design. *Fusion Technology*, **19**(3P2A):617–624, (1991).
- [103] S. Atzeni, A. Schiavi, J. J. Honrubia, X. Ribeyre, G. Schurtz, Ph. Nicolai, M. Olazabal-Loumé, C. Bellei, R. G. Evans, and J. R. Davies. Fast ignitor target studies for the HiPER project. *Phys. Plasmas*, **15**:056311, (2008).
- [104] X. Ribeyre, G. Schurtz, M. Lafon, S. Galera, and S. Weber. Shock ignition: an alternative scheme for HiPER. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **51**:015013, (2008).
- [105] A. T. Anderson, M. T. Tobin, and P. F. Peterson. X-Ray Response of National Ignition Facility First Surface Materials. *Fusion technology*, **26**(3P2):804–808, (1994).
- [106] A. T. Anderson and P. F. Peterson. Experimental methods for measuring x-ray ablation response of surfaces. *A Journal of Thermal Energy Generation, Transport, Storage, and Conversion*, **10**(1):51–65, (1997).

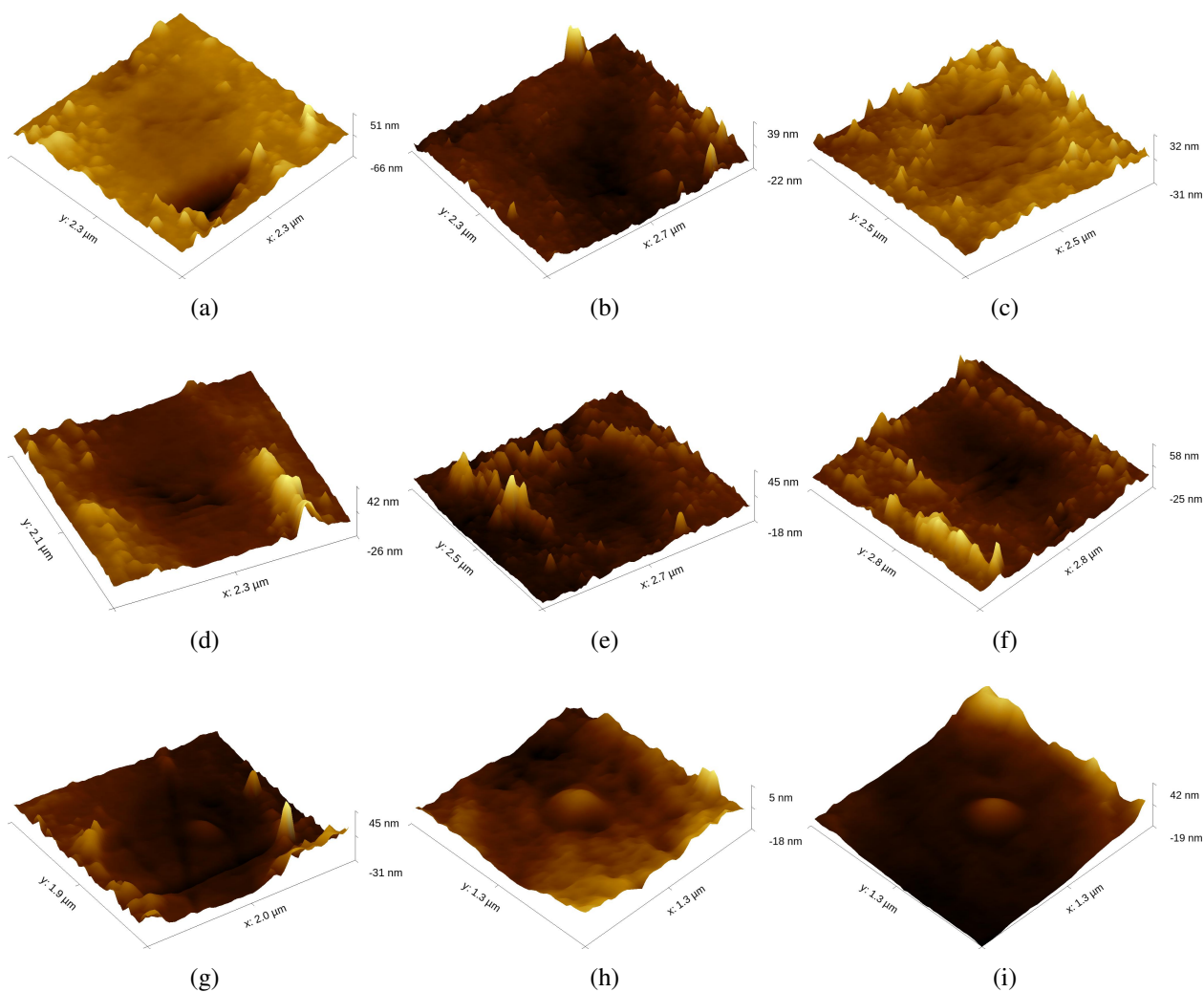
- [107] I. Kuznetsov, J. Filevich, F. Dong, M. Woolston, W. Chao, E. H. Anderson, E. R. Bernstein, D. C. Crick, J. J. Rocca, and C. S. Menoni. Three-dimensional nanoscale molecular imaging by extreme ultraviolet laser ablation mass spectrometry. *Nature Communications*, **6**:6944, (2015).
- [108] T. Burian, I. Kuznetsov, L. Juha, J. J. Rocca, and C. S. Menoni. Hmotová spektrometrická mikroskopie využívající ablace XUV laserem. *Čs. čas. fyz.*, **65**(5-6):256–263, (2015).
- [109] Teledyne FLIR LLC. FLIR A6700sc Thermal imaging camera with FLIR cooled InSb detector. Datasheet, (2014).
- [110] Teledyne FLIR LLC. FLIR Lens 3 – 5  $\mu\text{m}$  100 mm f/2.5 HDC Bayonet. Datasheet, (2019).
- [111] National Institute of Standards and Technology. Fundamental Physical Constants. <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>, (2021). [Online; accessed December 21, 2023].
- [112] European XFEL. Instrument Design - FXE. [https://www.xfel.eu/facility/instruments/fxe/instrument\\_design/index\\_eng.html](https://www.xfel.eu/facility/instruments/fxe/instrument_design/index_eng.html). [Online; accessed April 9, 2024].
- [113] Burian, T. Recent experiments at the European XFEL facility (Scientific Instrument SPB/SFX – Single Particles, Clusters, and Biomolecules & Serial Femtosecond Crystallography). Seminář Oddělení radiační a chemické fyziky FZÚ AV ČR, v.v.i., (2023).
- [114] European XFEL. SPB/SFX Instrument Parameters for User Experiments Call 13 (run 2025-01). [https://www.xfel.eu/facility/instruments/spb\\_sfx/index\\_eng.html](https://www.xfel.eu/facility/instruments/spb_sfx/index_eng.html), (2024). [Online; accessed May 2, 2024].
- [115] E. Schneidmiller, M. Yurkov, et al. Baseline parameters of the European XFEL. *Proc. FEL2017*, pages 109–112, (2017).
- [116] M. V. Kovalchuk and A. E. Blagov. European X-ray Free-Electron Laser. *Crystallography Reports*, **67**(5):631–675, (2022).
- [117] Center for X-Ray Optics, Lawrence Berkeley National Laboratory. CXRO Laboratory Database. [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/), [Online; accessed March 10, 2024].
- [118] E. Lassner and W.-D. Schubert. The Element Tungsten. *Tungsten: Properties, Chemistry, Technology of the Element, Alloys, and Chemical Compounds*, pages 1–59, (1999).
- [119] D. S. Bertoldi, S. B. Ramos, and A. F. Guillermet. Interrelations between EOS parameters and cohesive energy of transition metals: Thermostatistical approach, ab initio calculations and analysis of “universality” features. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, **107**:93–99, (2017).
- [120] A. Maity, S. J. Grenadier, J. Li, J. Y. Lin, and H. X. Jiang. Hexagonal boron nitride: Epitaxial growth and device applications. *Progress in Quantum Electronics*, **76**:100302, (2021).
- [121] E. K. Sichel, R. E. Miller, M. S. Abrahams, and C. J. Buiocchi. Heat capacity and thermal conductivity of hexagonal pyrolytic boron nitride. *Phys. Rev. B*, **13**:4607, (1976).
- [122] V. Sharma, H. L. Kagdada, P. K. Jha, P. Śpiewak, and K. J. Kurzydłowski. Thermal transport properties of boron nitride based materials: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, **120**:109622, (2020).
- [123] R. Ahmed, S. J. Hashemifar, H. Akbarzadeh, et al. First principles study of structural and electronic properties of different phases of boron nitride. *Physica B: Condensed Matter*, **400**(1-2):297–306, (2007).



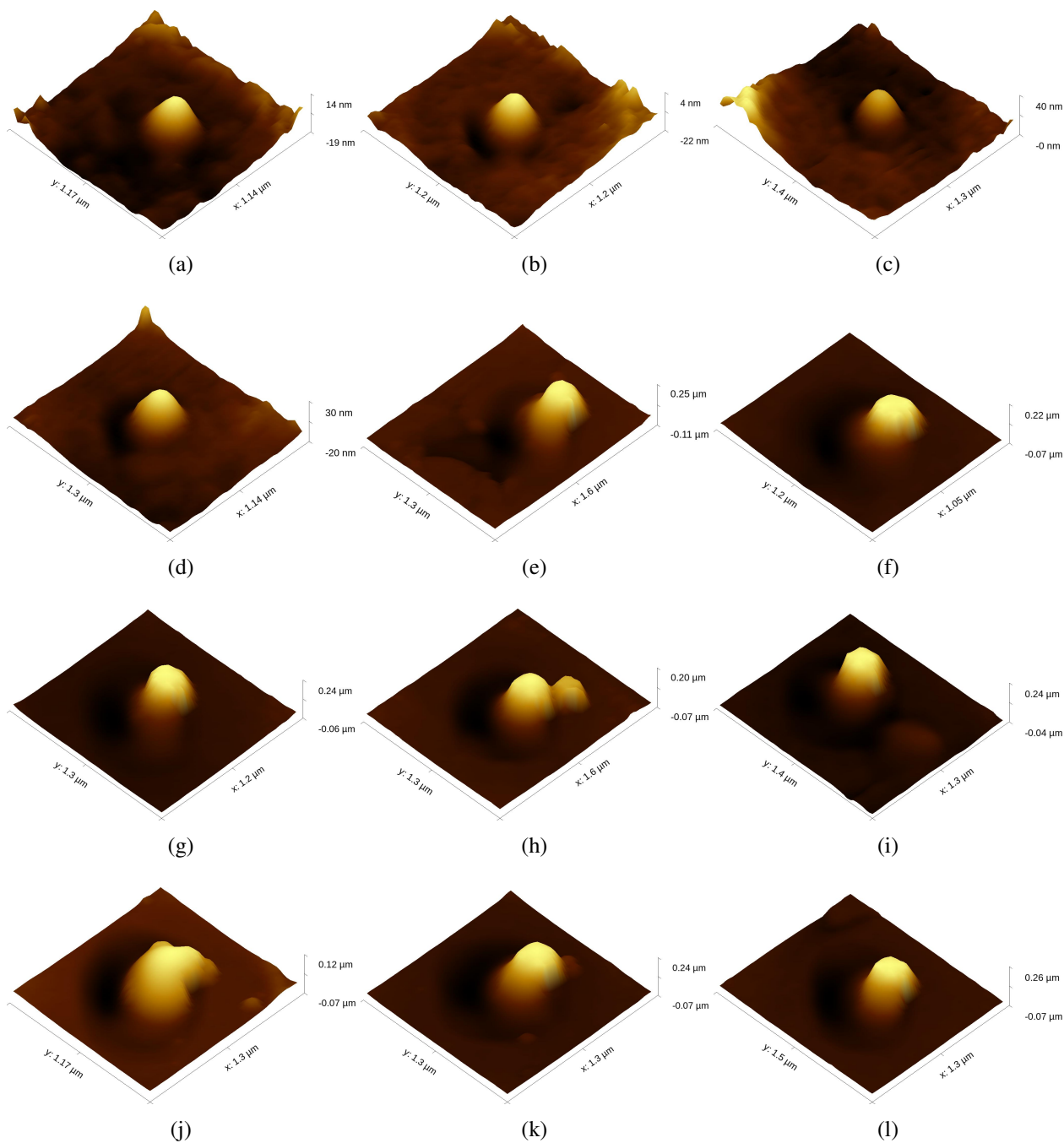
- [124] K. G. Libbrecht and K. Lui. An investigation of laboratory-grown ice spikes. *Journal of Glaciology*, **50**(170):371–374, (2004).
- [125] M. R. Zaghloul, M. S. Tillack, and T. K. Mau. Laser-induced damage of metal mirrors under long-term exposure at shallow angle of incidence. In *Proceedings of the 19th IEEE/IPSS Symposium on Fusion Engineering. 19th SOFE (Cat. No. 02CH37231)*, pages 272–275. IEEE, (2002).

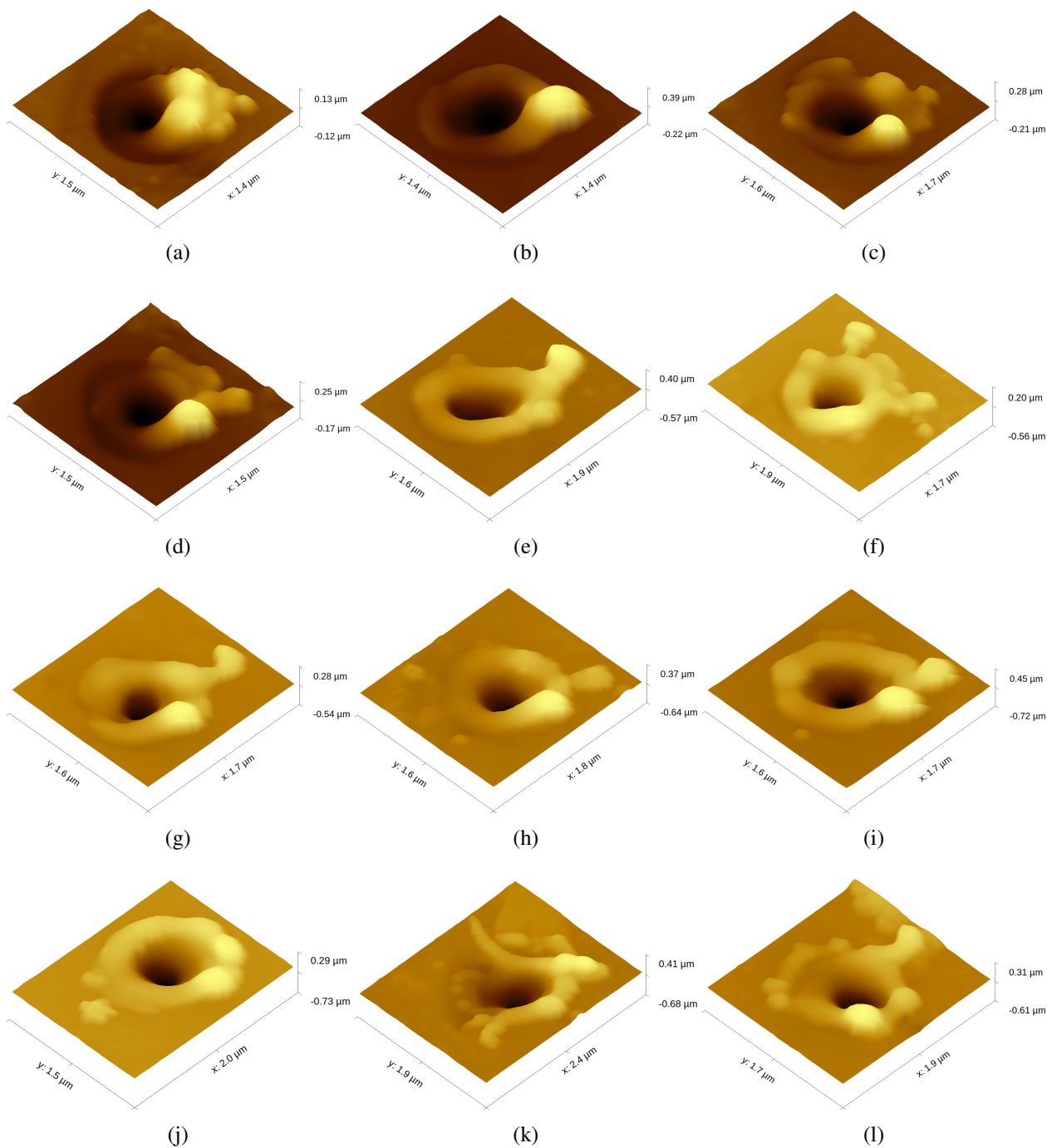
# A Přílohy

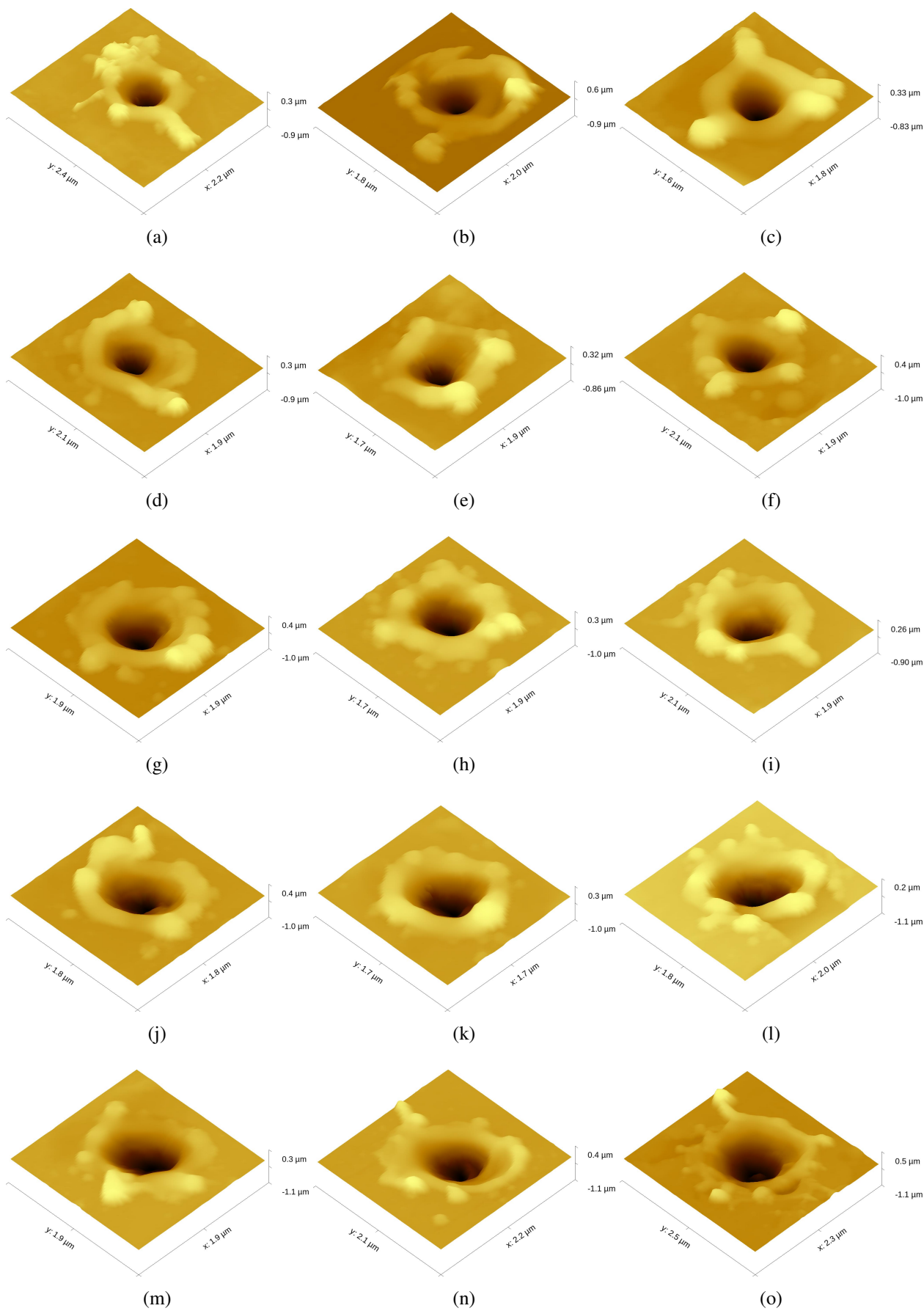
## A.1 AFM snímky povrchu wolframové fólie

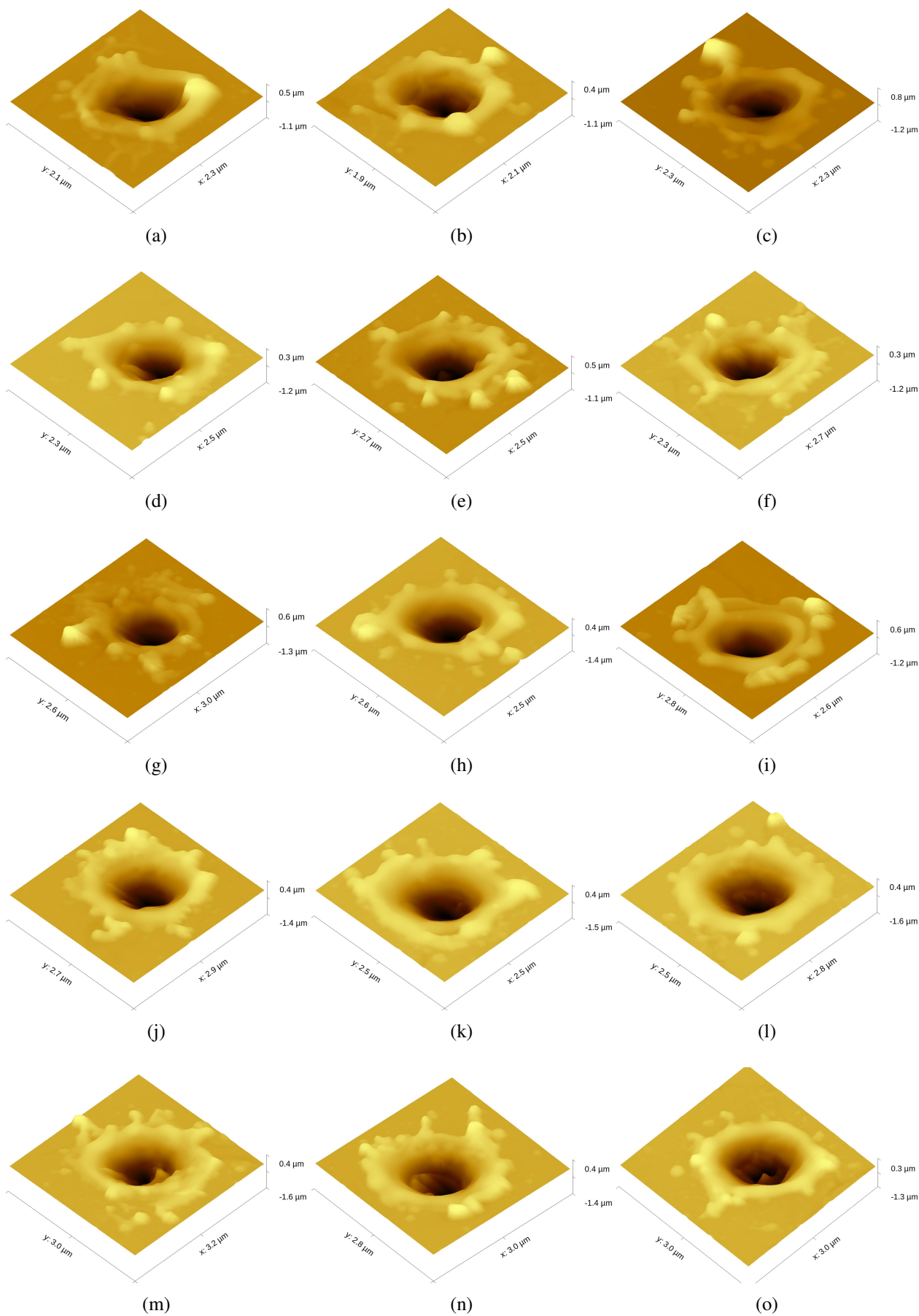


Obrázek A.1: Desorpce na povrchu wolframové fólie (laserové fluence v ohnisku  $F = 0,12 - 0,20 \text{ J/cm}^2$ ).

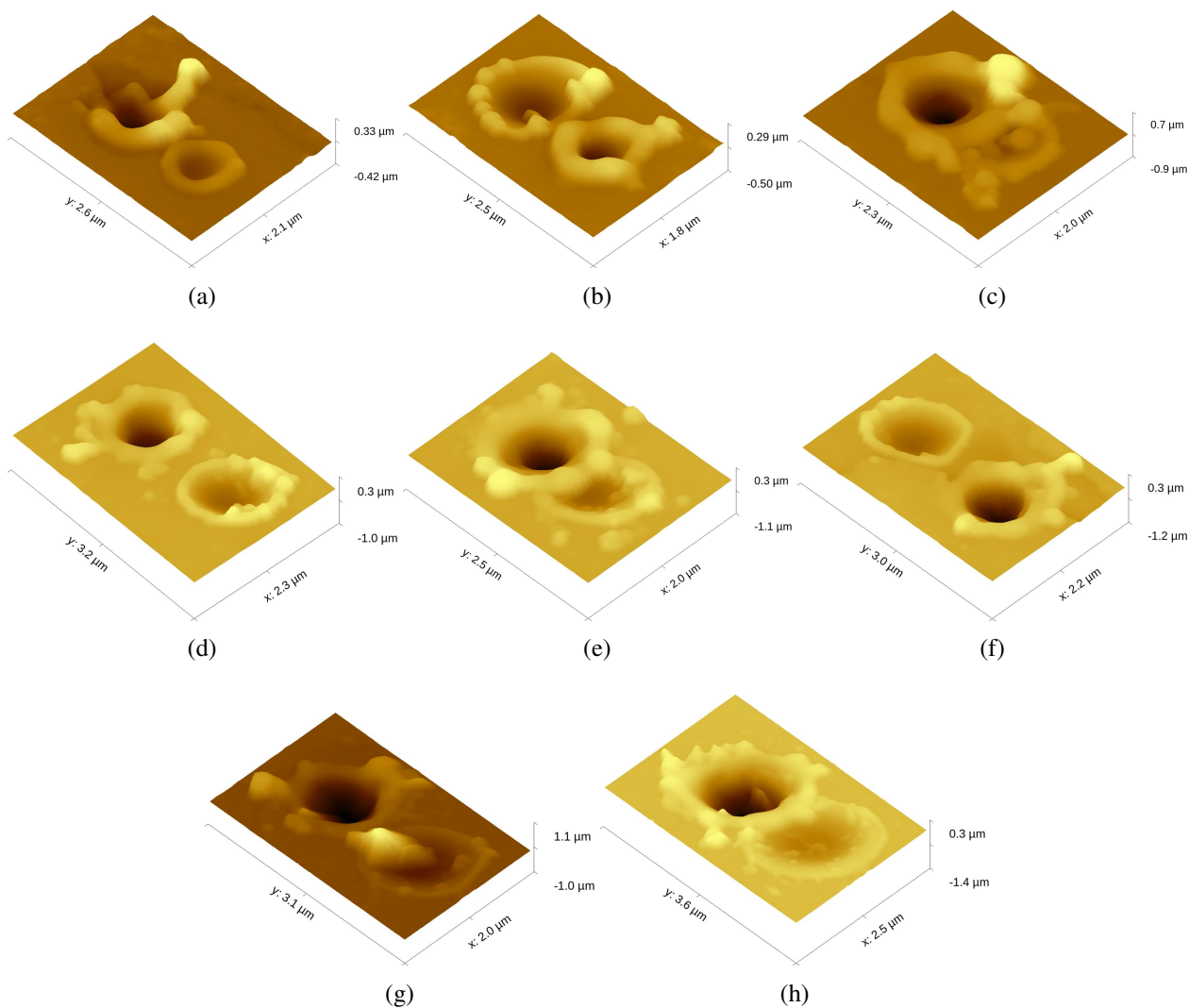
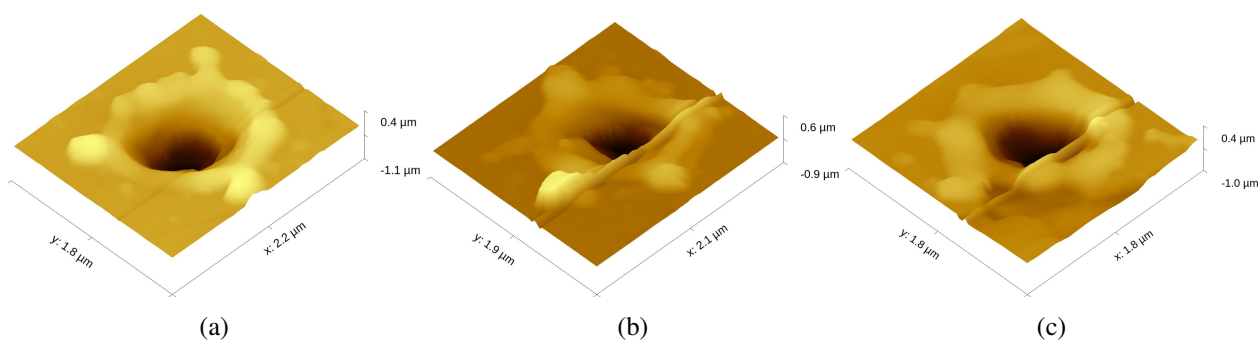
Obrázek A.2: Expanze wolframové fólie (laserové fluence v ohnisku  $F = 0,20 - 0,27 \text{ J/cm}^2$ ).

Obrázek A.3: Ablace wolframové fólie (laserové fluence v ohnisku  $F = 0,34 - 0,41 \text{ J/cm}^2$ ).

Obrázek A.4: Ablace wolframové fólie (laserové fluence v ohnisku  $F = 0,46 - 0,74 \text{ J/cm}^2$ ).

Obrázek A.5: Ablace wolframové fólie (laserové fluence v ohnisku  $F = 0,76 - 1,21 \text{ J/cm}^2$ ).

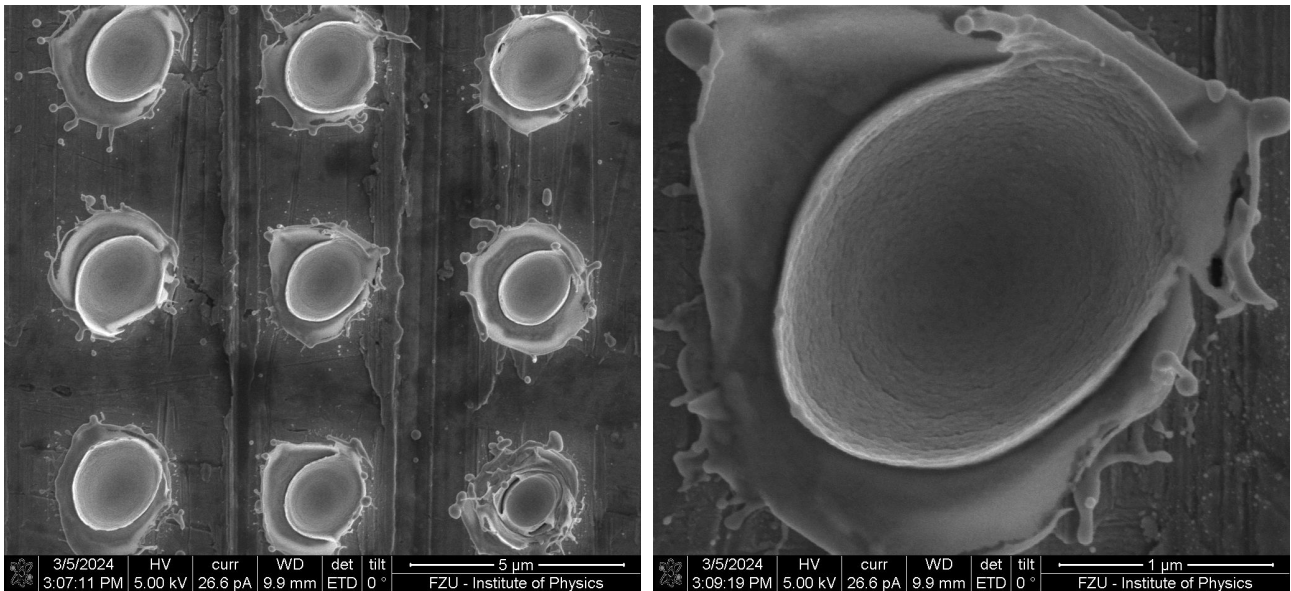


Obrázek A.6: Chyby směřování laserového svazku (*pointing jitter*).

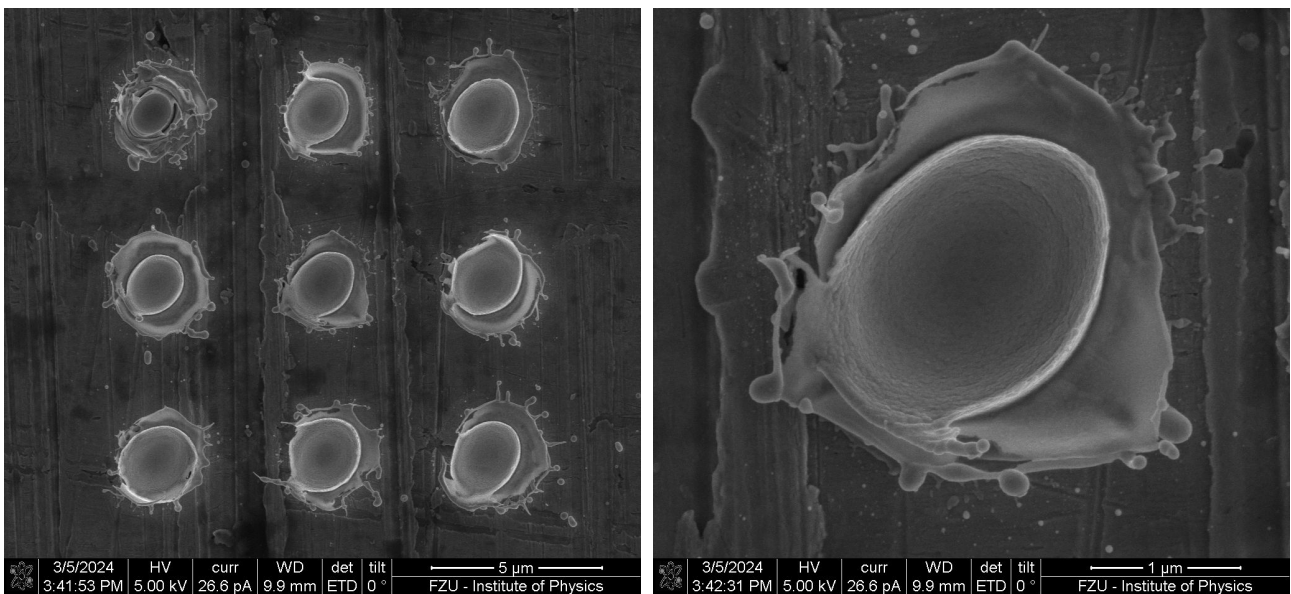
Obrázek A.7: Chyby snímání dat mikroskopem atomárních sil vlivem nečistot na povrchu vzorku.

## A.2 SEM snímky wolframových vzorků

### A.2.1 Wolframová fólie

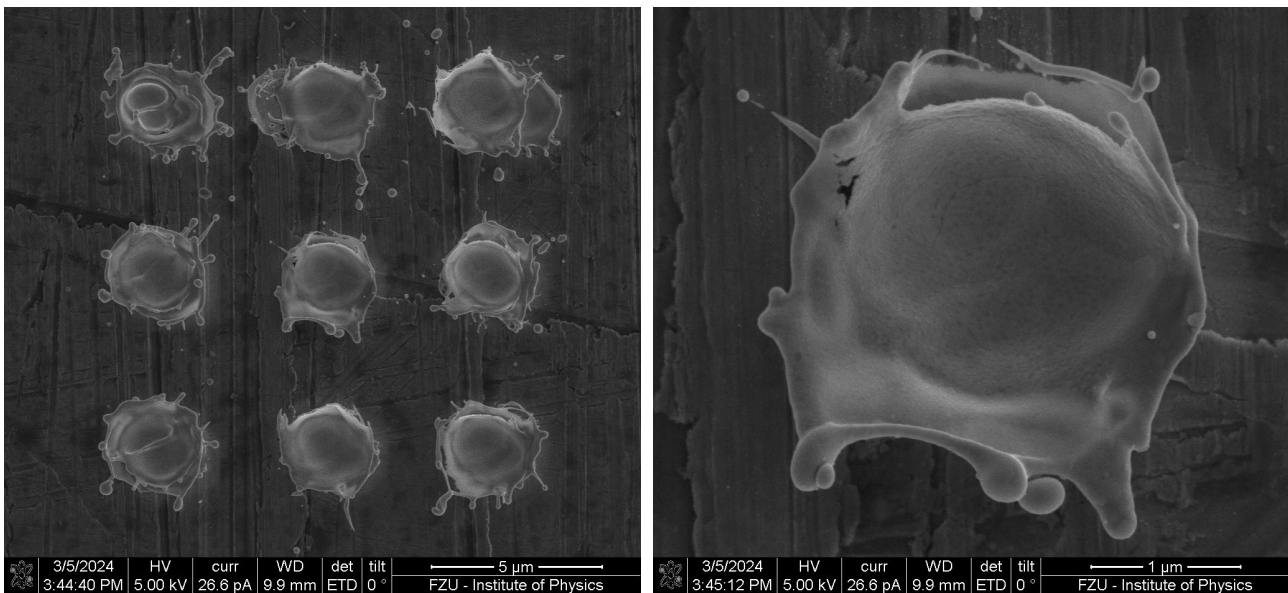


Obrázek A.8: Matice imprintů ve wolframové fólii (vlevo) a detail prostředního imprintu (vpravo), pro vysokou fluenci laseru.

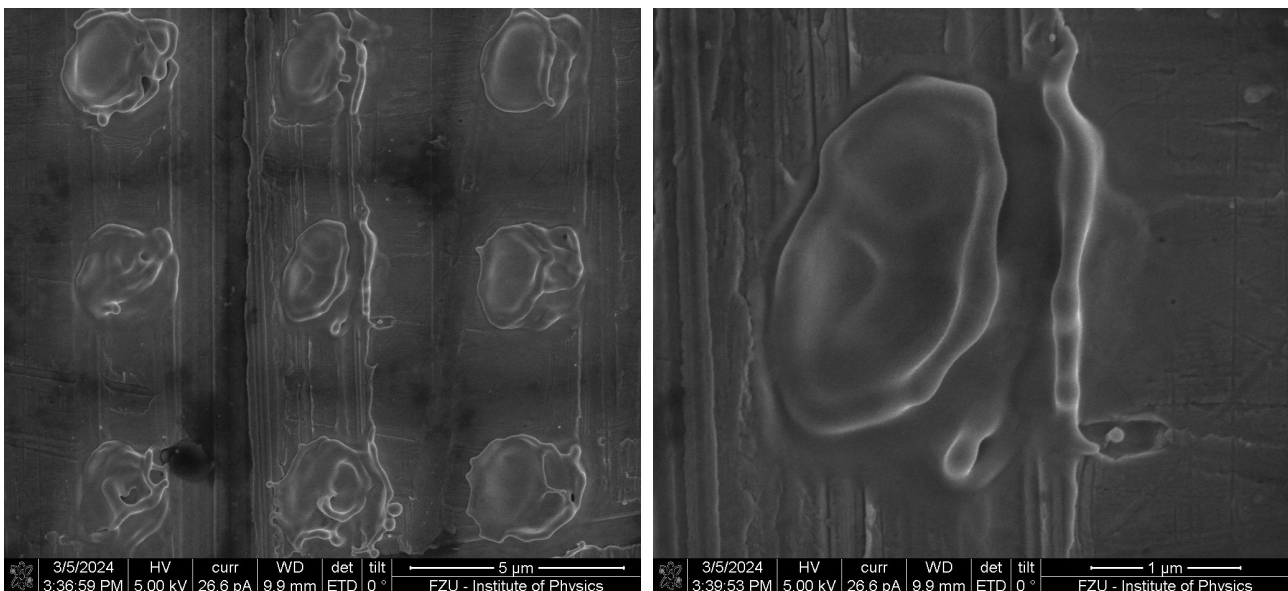


Obrázek A.9: Matice imprintů ve wolframové fólii (vlevo) a detail prostředního imprintu (vpravo), pro středně vysokou fluenci laseru.

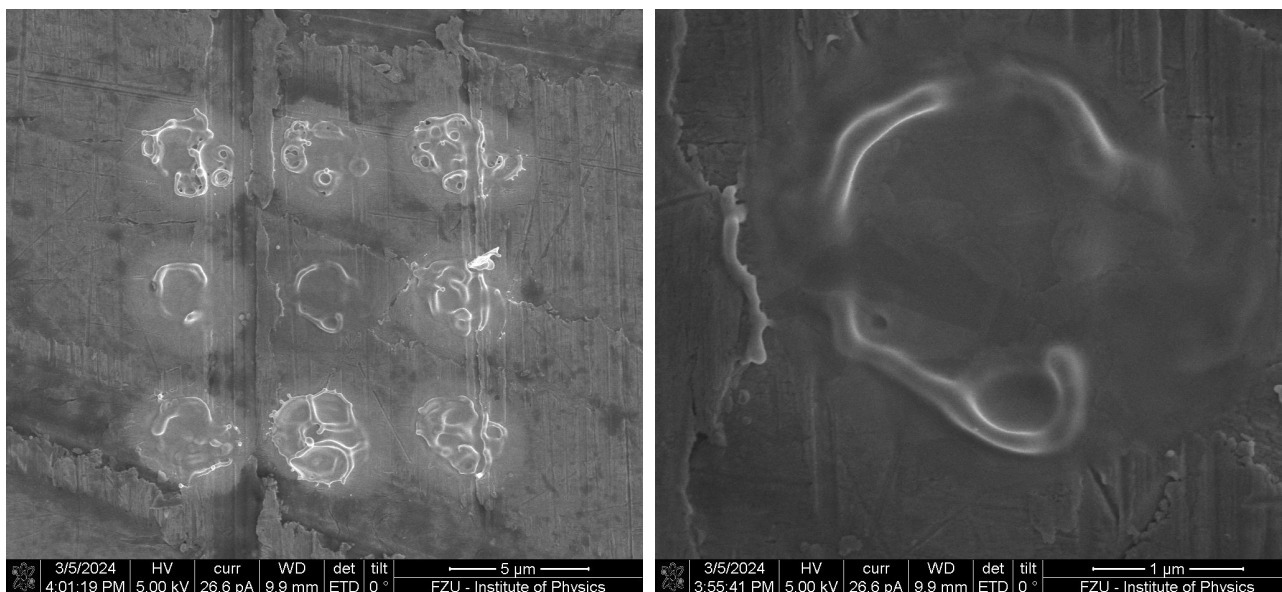




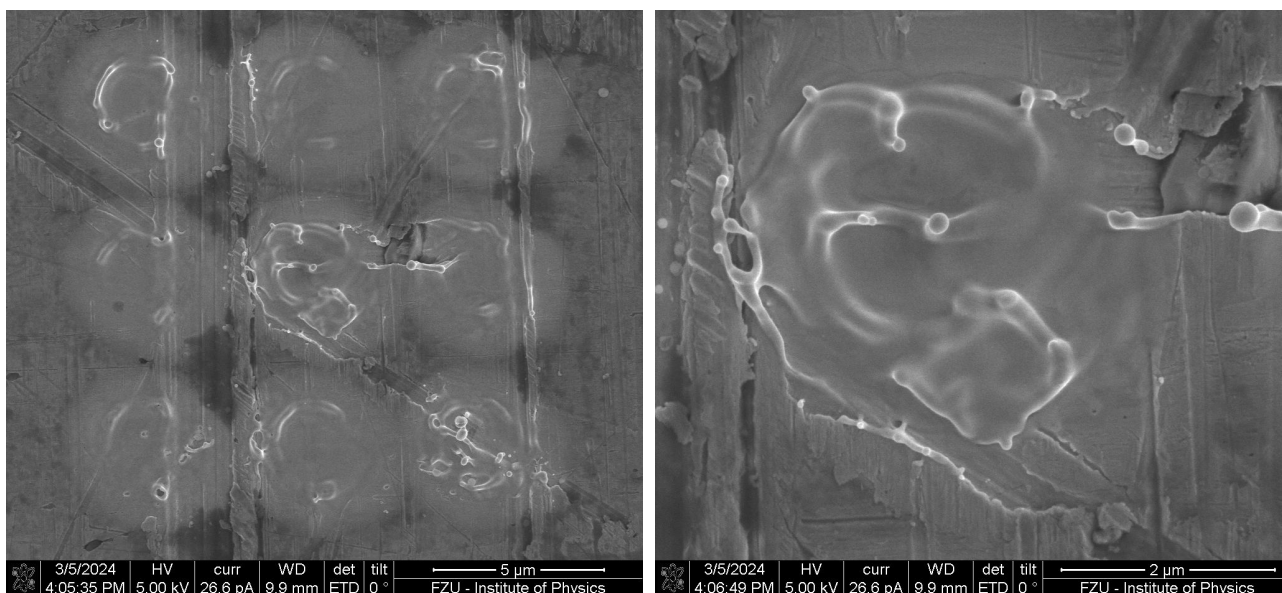
Obrázek A.10: Matice imprintů ve wolframové fólii (vlevo) a detail prostředního imprintu (vpravo), pro středně vysokou fluenci laseru.



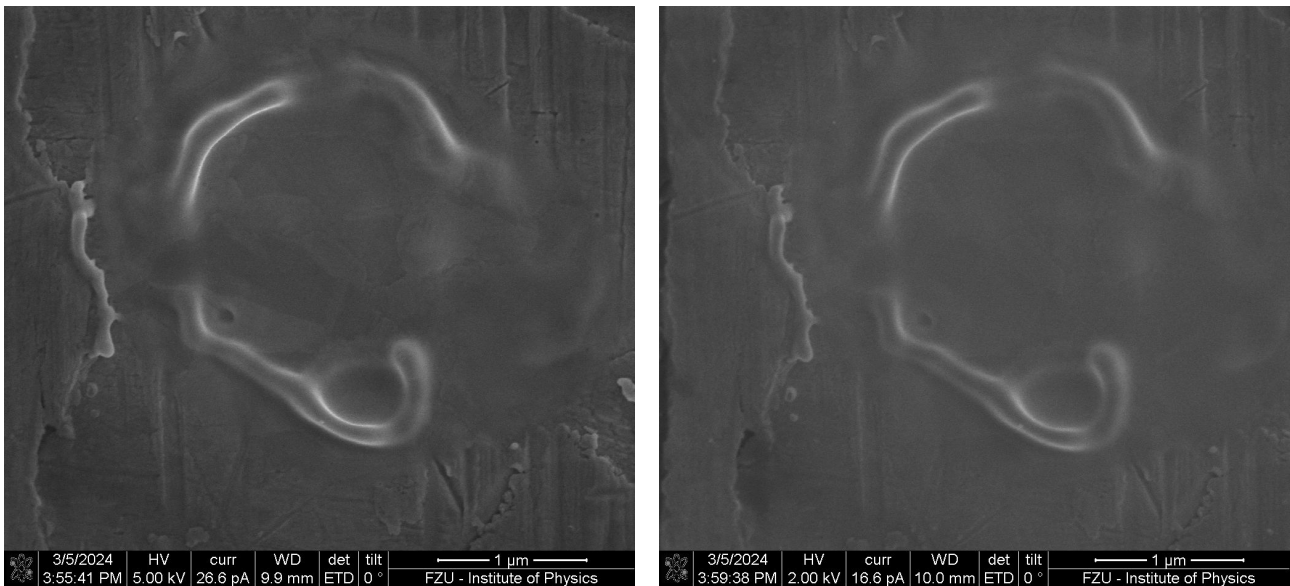
Obrázek A.11: Matice imprintů ve wolframové fólii (vlevo) a detail prostředního imprintu (vpravo), pro nízkou fluenci laseru.



Obrázek A.12: Matice imprintů ve wolframové fólii (vlevo) a detail prostředního imprintu (vpravo), pro nízkou fluenci laseru.



Obrázek A.13: Matice imprintů ve wolframové fólii (vlevo) a detail prostředního imprintu (vpravo), pro nejvyšší fluenci laseru.

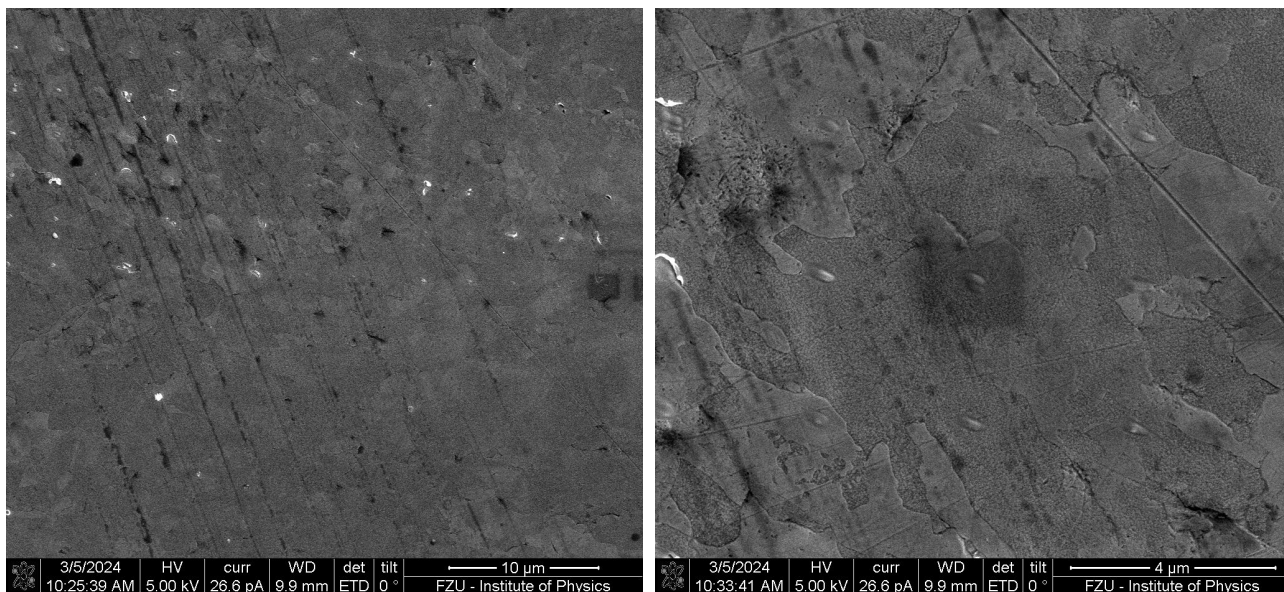


Obrázek A.14: Detailní snímek imprintu na povrchu wolframové fólie pro různé energie elektronového svazku SEM (5 keV vlevo a 2 keV vpravo).

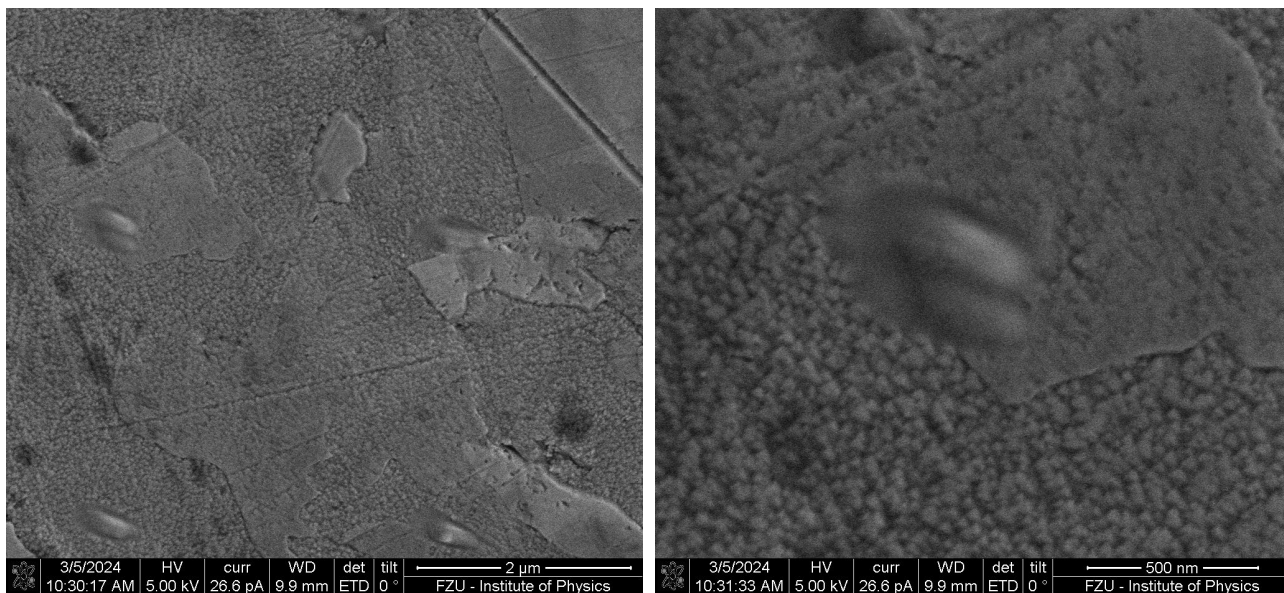


Obrázek A.15: Detailní snímek imprintu na povrchu wolframové fólie a okolní morfologie povrchu.

## A.2.2 Silný vzorek čistého wolframu

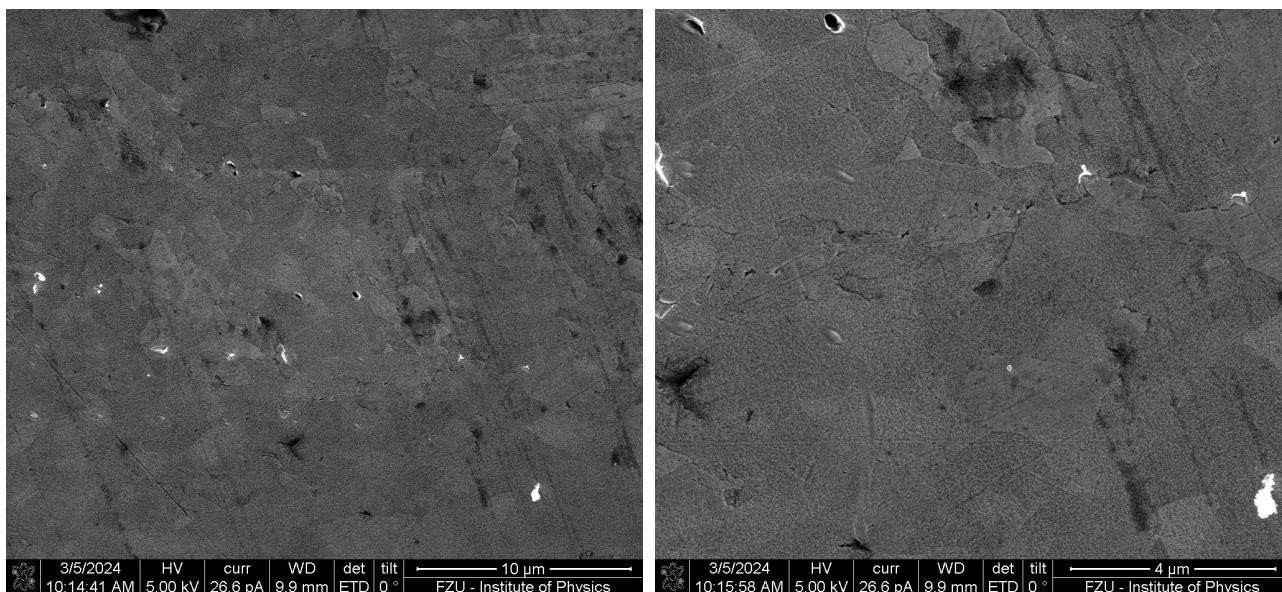


Obrázek A.16: Dvě matice imprintů v silném vzorku čistého wolframu (vlevo) a detailní snímek imprintů a povrchu (vpravo), pro fluence poblíž prahu poškození.

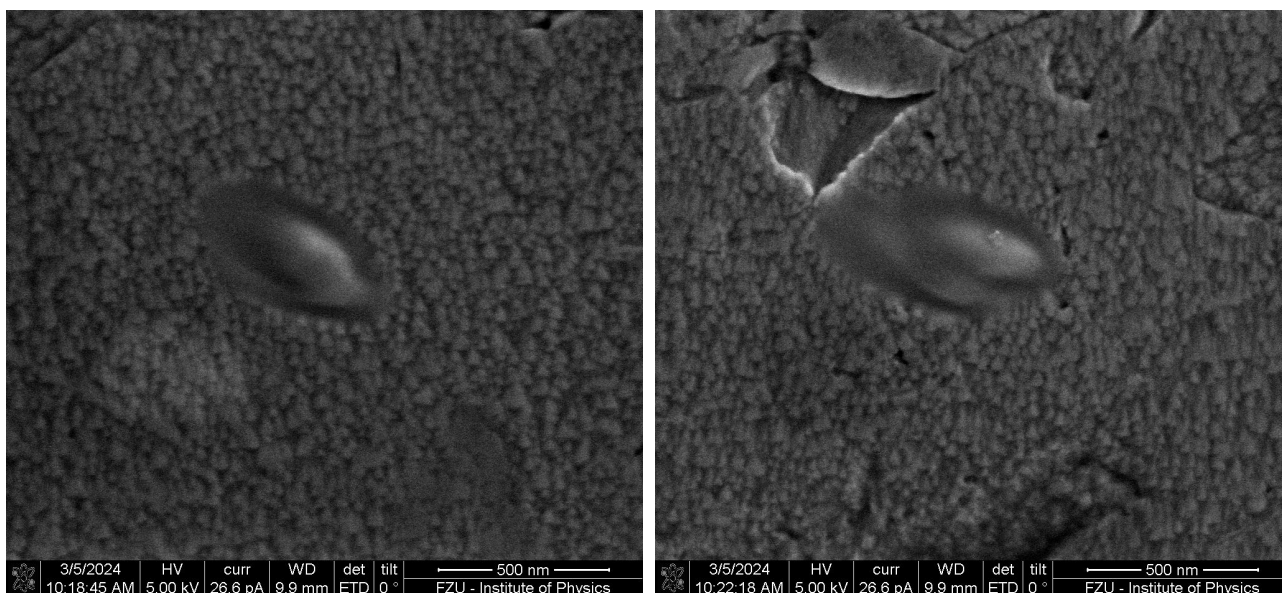


Obrázek A.17: Detailní snímek čtyř imprintů (vlevo) a jednoho (vpravo) v silném vzorku čistého wolframu, pro fluence poblíž prahu poškození.

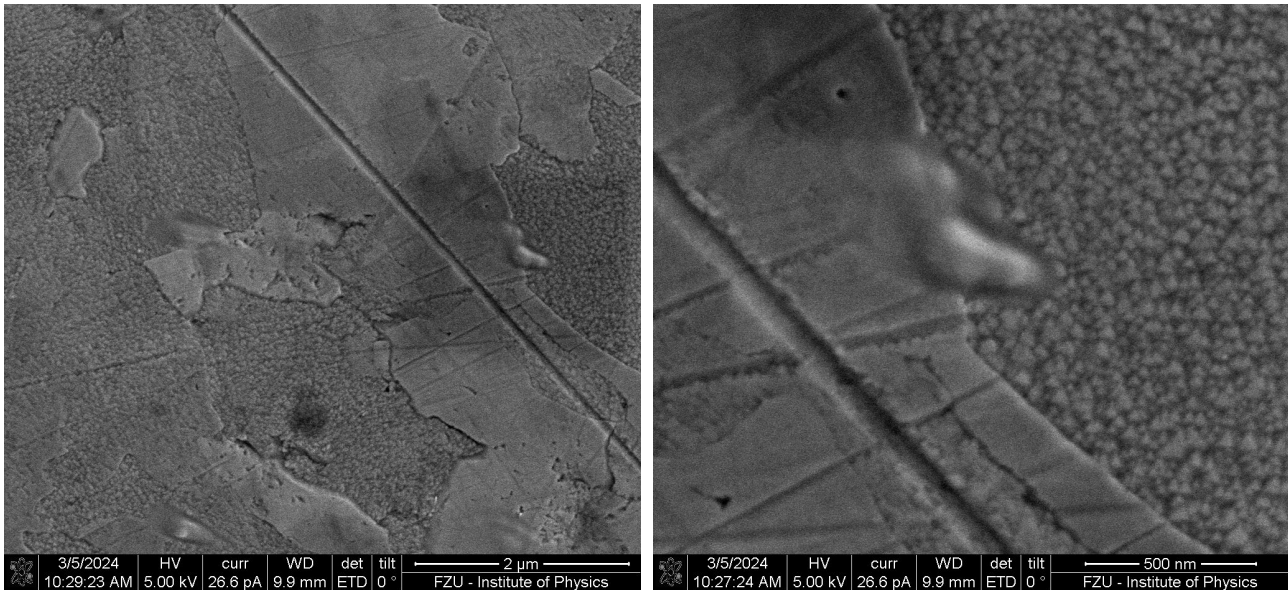




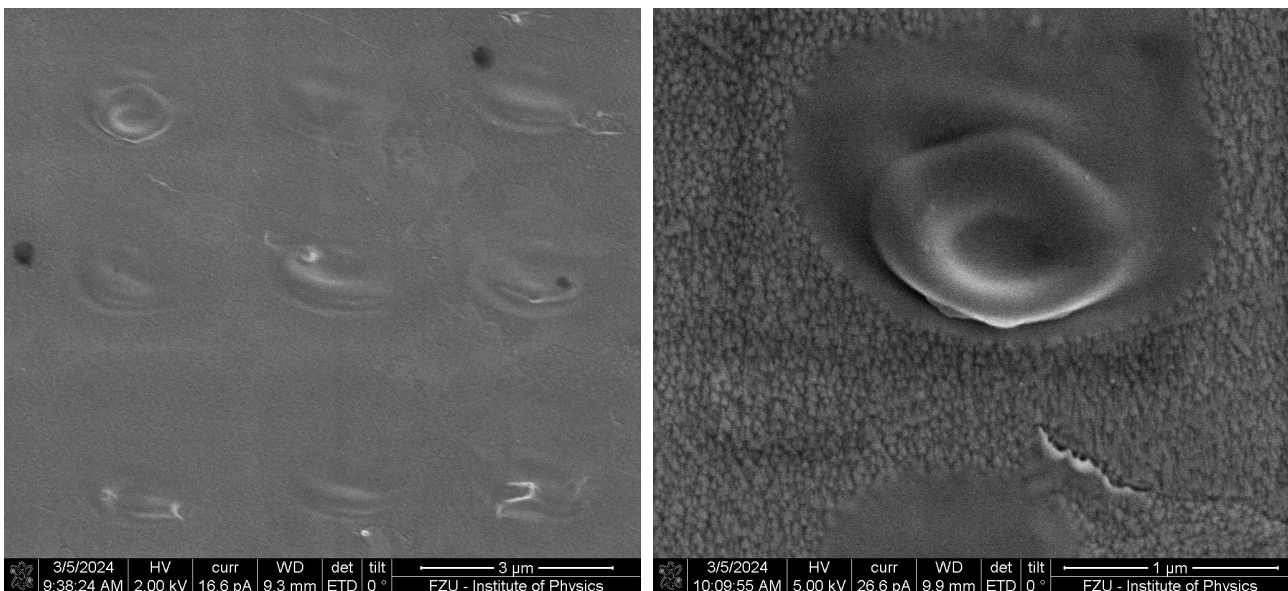
Obrázek A.18: Matice imprintů v silném vzorku čistého wolframu odpovídající nejnižší fluenci (vlevo) a detailní snímek povrchu a imprintů (vpravo).



Obrázek A.19: Detailní snímky dvou různých imprintů (pro nejnižší fluence) a morfologie okolního povrchu silného wolframového vzorku.

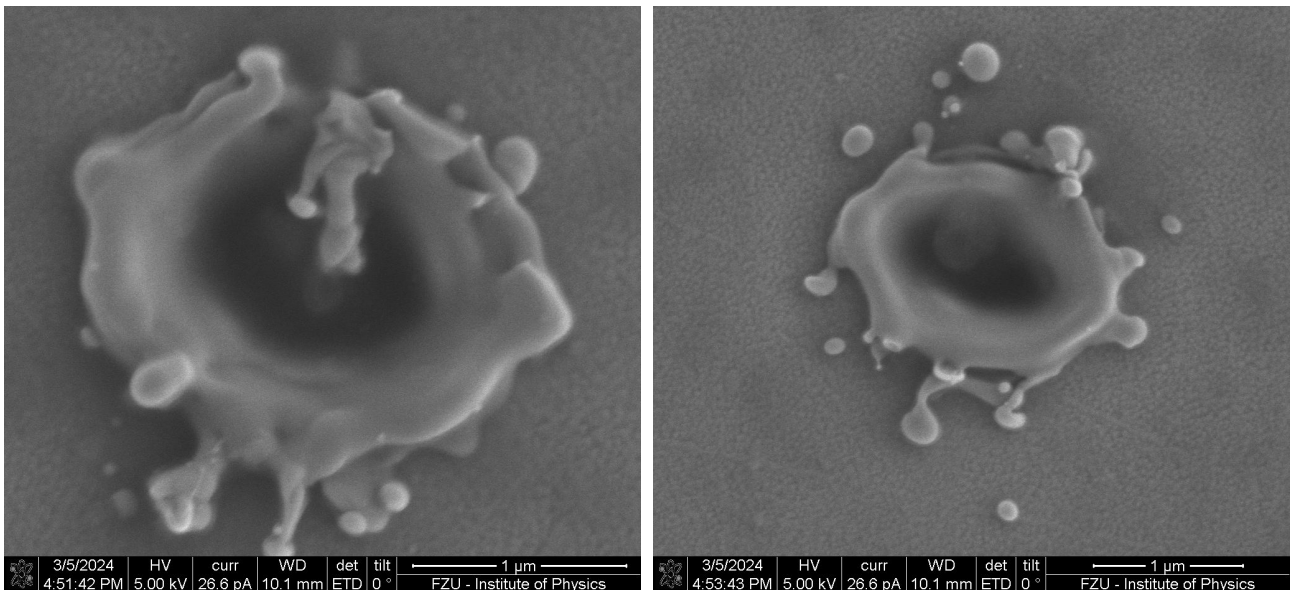


Obrázek A.20: Detailní snímky imprintů odpovídající nízkým fluencím a okolní morfologie povrchu silného vzorku čistého wolframu.

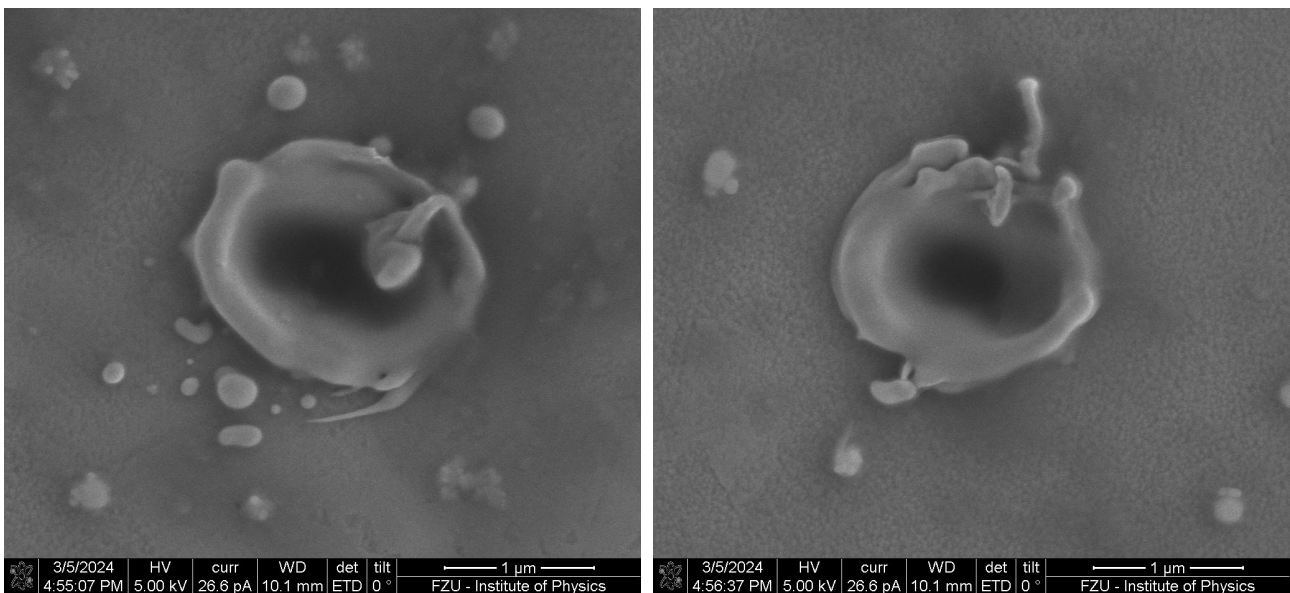


Obrázek A.21: Matice imprintů pro vysoké fluence (vlevo) a detailní snímek jednoho imprintu (vpravo) na povrchu silného vzorku čistého wolframu.

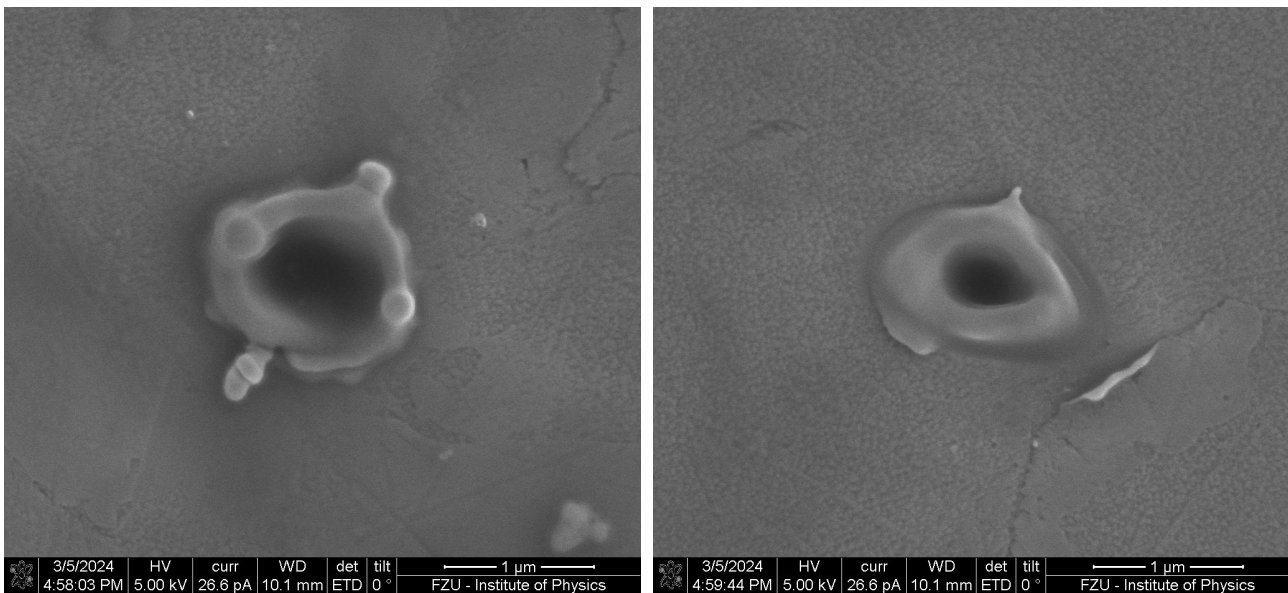
## A.2.3 Silný vzorek slinovaného wolframového prášku



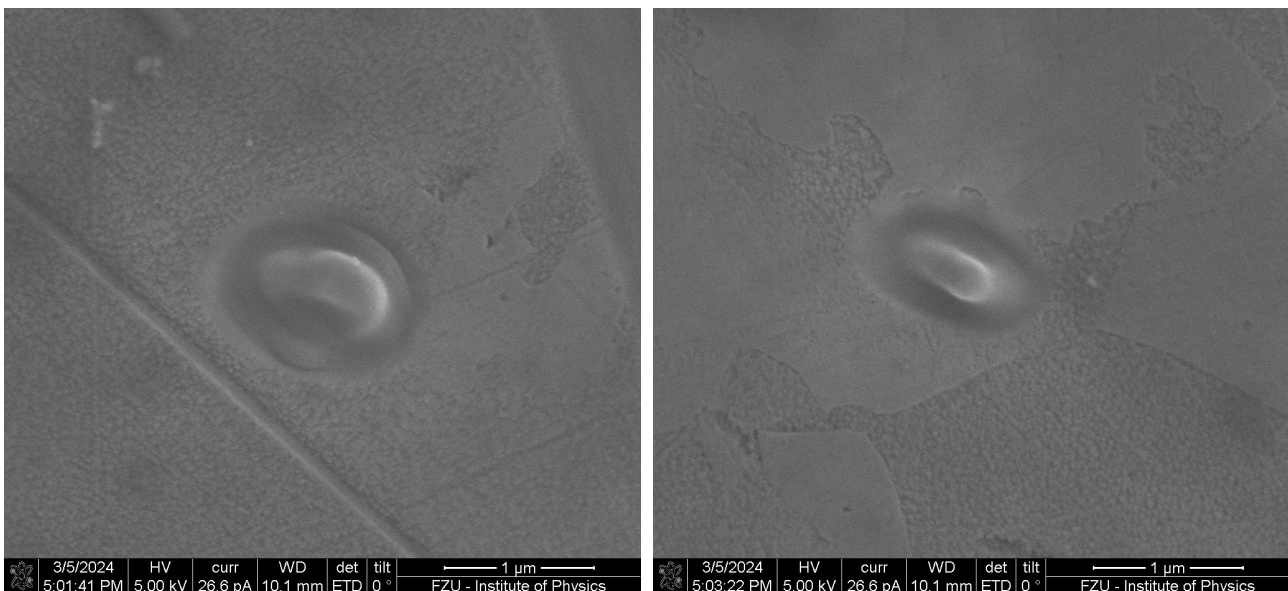
Obrázek A.22: Typické imprinty v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci  $1,04 \text{ J/cm}^2$  (vlevo) a  $0,89 \text{ J/cm}^2$  (vpravo); na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku jedenkrát ionizovaných iontů wolframu.



Obrázek A.23: Typické imprinty v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci  $0,80 \text{ J/cm}^2$  (vlevo) a  $0,76 \text{ J/cm}^2$  (vpravo); na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku jedenkrát ionizovaných iontů wolframu.

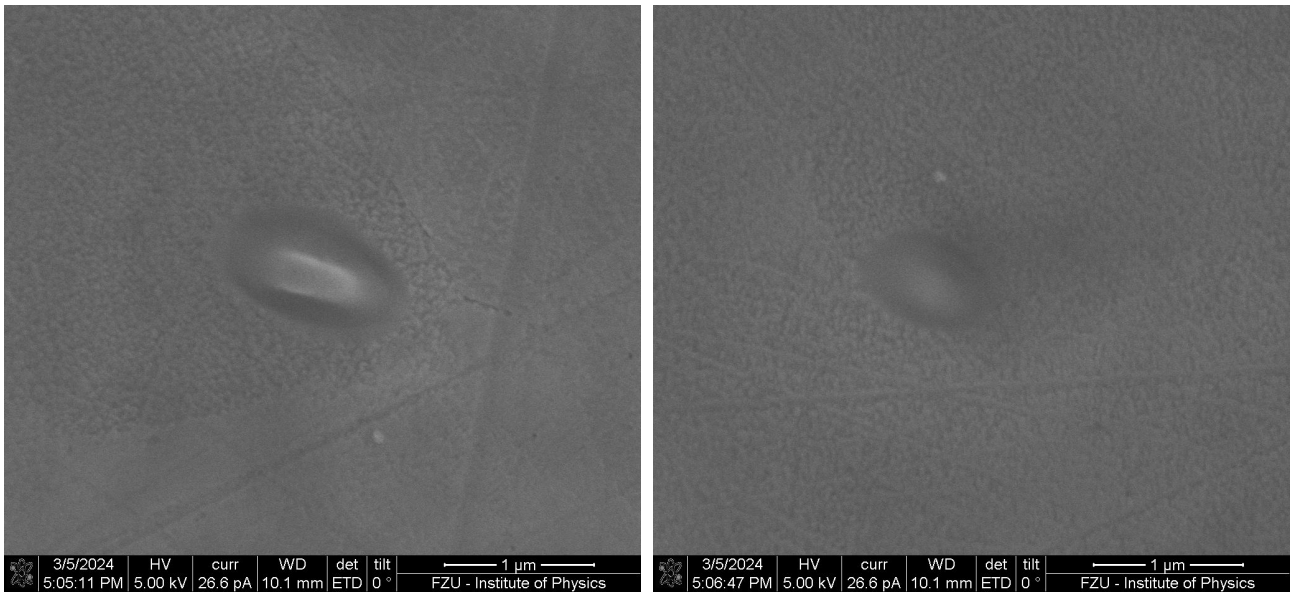


Obrázek A.24: Typické imprinty v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci  $0,65 \text{ J/cm}^2$  (vlevo) a  $0,55 \text{ J/cm}^2$  (vpravo); na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku jedenkrát ionizovaných iontů wolframu.

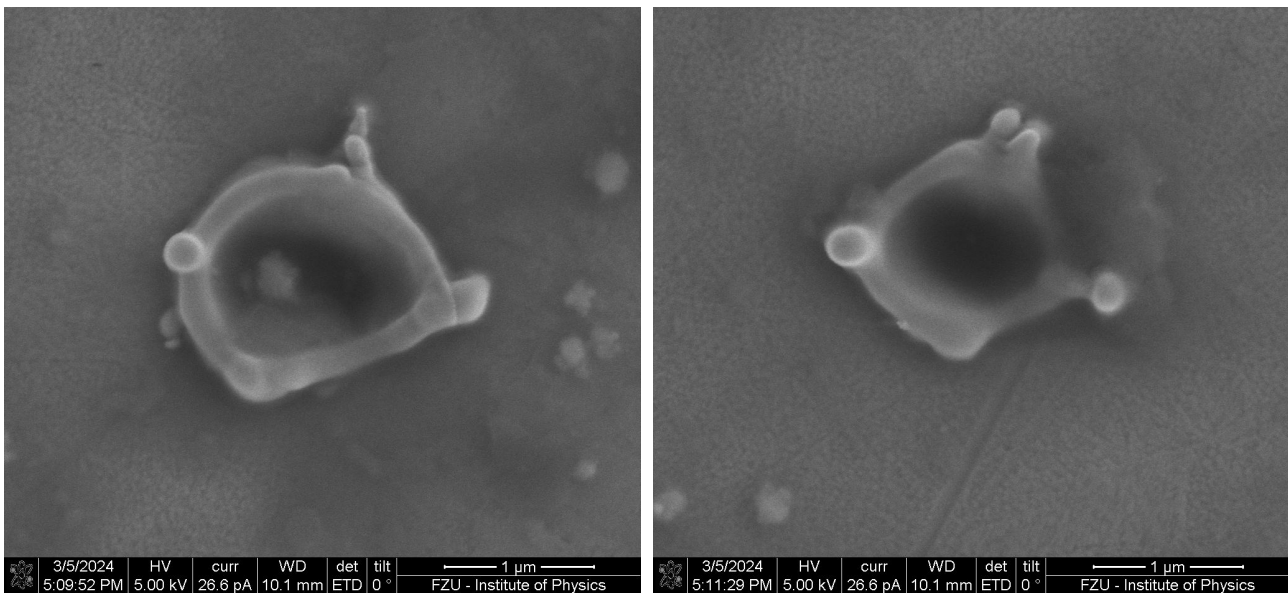


Obrázek A.25: Typické imprinty v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci  $0,49 \text{ J/cm}^2$  (vlevo) a  $0,44 \text{ J/cm}^2$  (vpravo); na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku jedenkrát ionizovaných iontů wolframu.

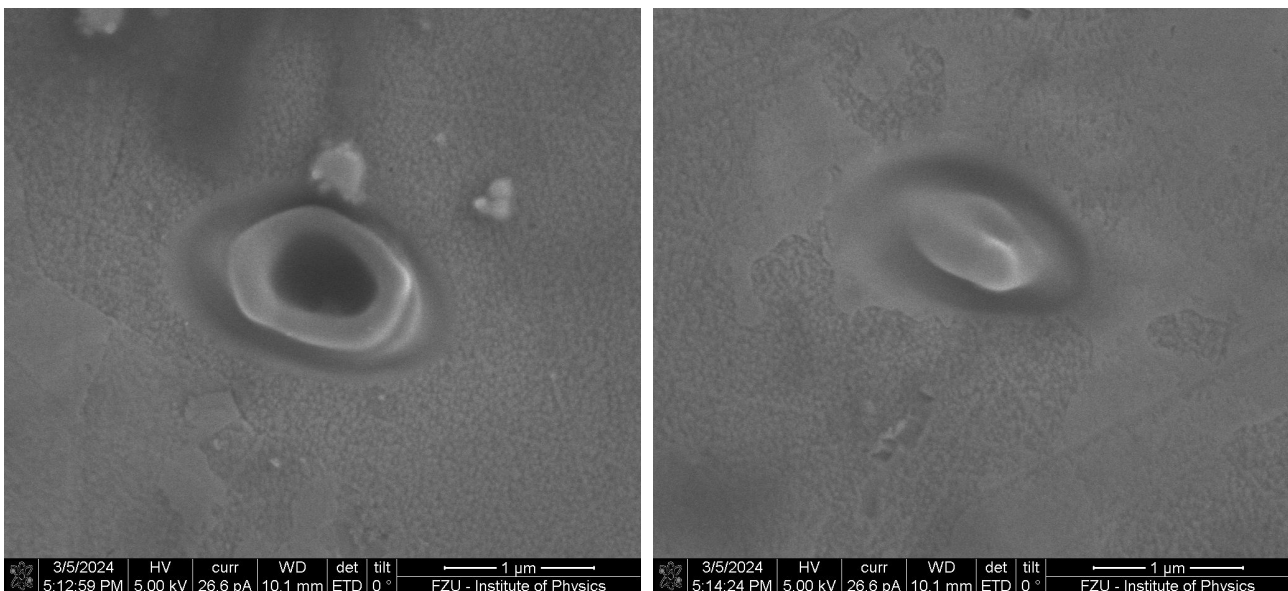




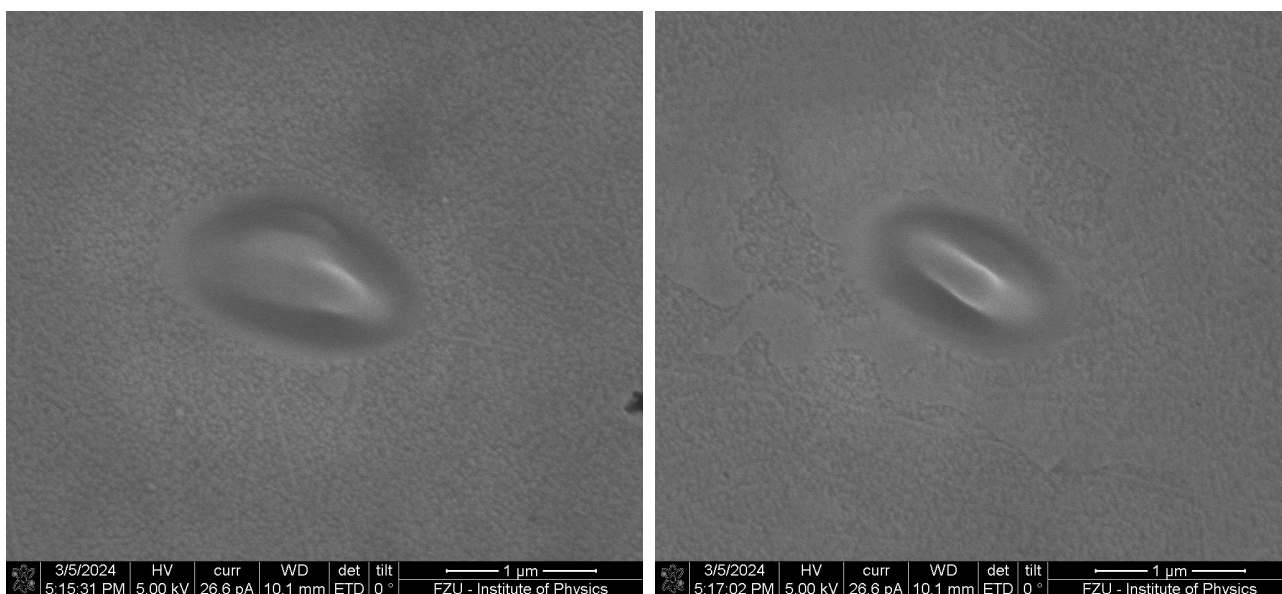
Obrázek A.26: Typické imprinty v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci  $0,40 \text{ J/cm}^2$  (vlevo) a  $0,30 \text{ J/cm}^2$  (vpravo); na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku jedenkrát ionizovaných iontů wolframu.



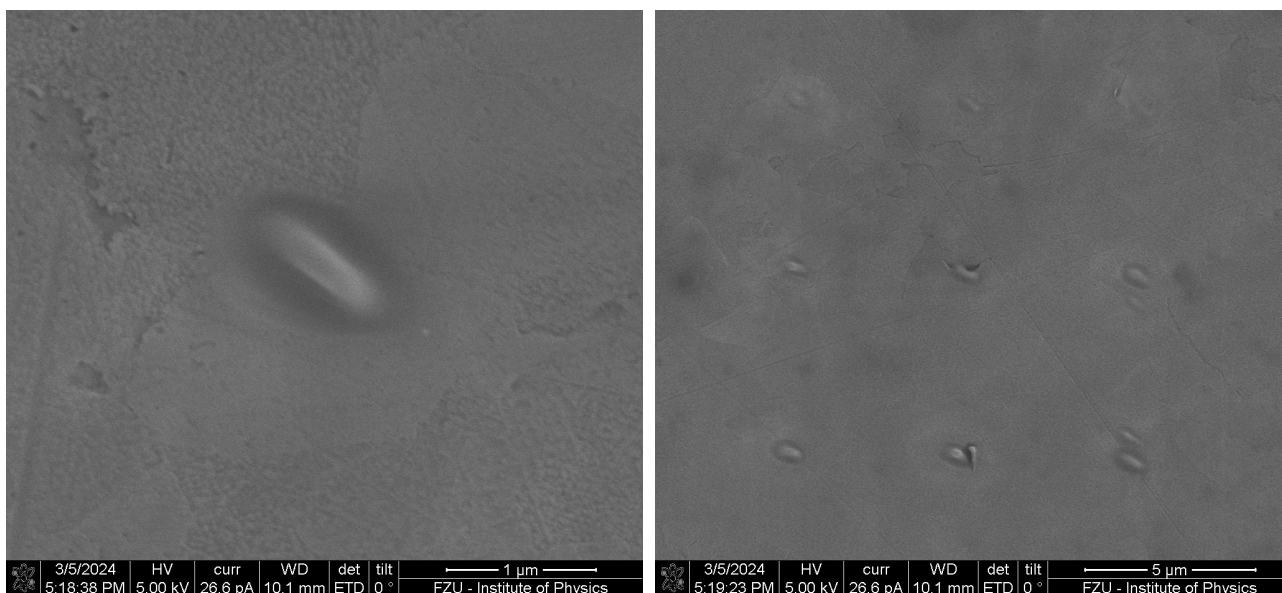
Obrázek A.27: Typické imprinty v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci 1,01 J/cm<sup>2</sup> (vlevo) a 0,88 J/cm<sup>2</sup> (vpravo); na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku dvakrát ionizovaných iontů wolframu.



Obrázek A.28: Typické imprinty v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci 0,78 J/cm<sup>2</sup> (vlevo) a 0,69 J/cm<sup>2</sup> (vpravo); na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku dvakrát ionizovaných iontů wolframu.

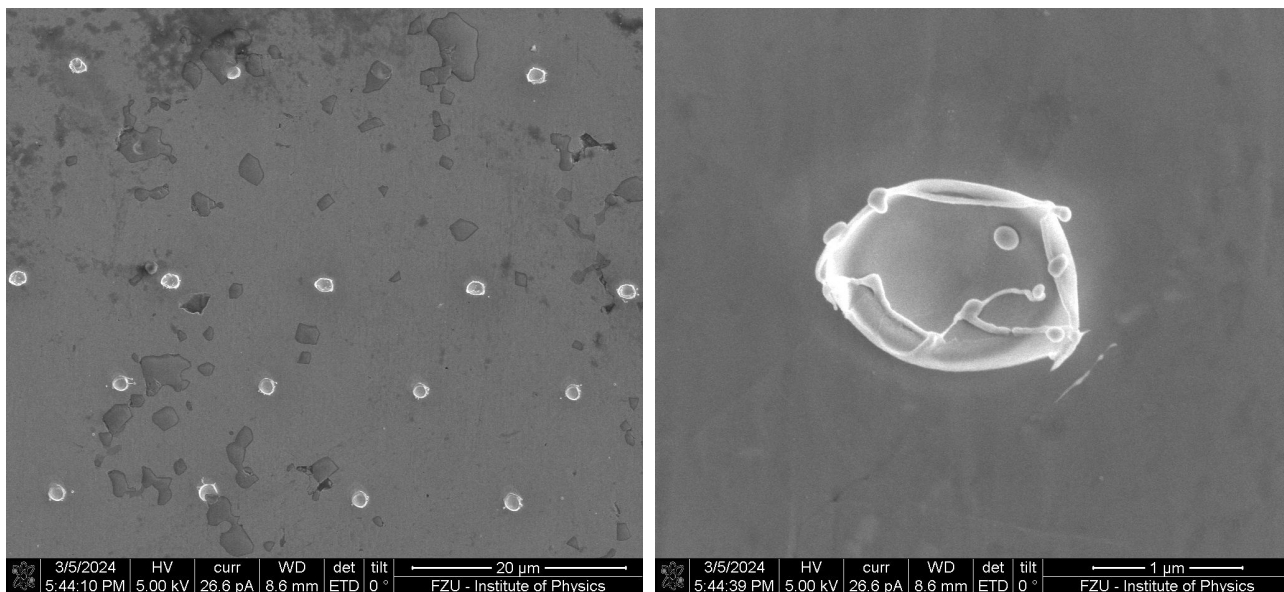


Obrázek A.29: Typické imprints v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci  $0,58 \text{ J/cm}^2$  (vlevo) a  $0,53 \text{ J/cm}^2$  (vpravo); na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku dvakrát ionizovaných iontů wolframu.

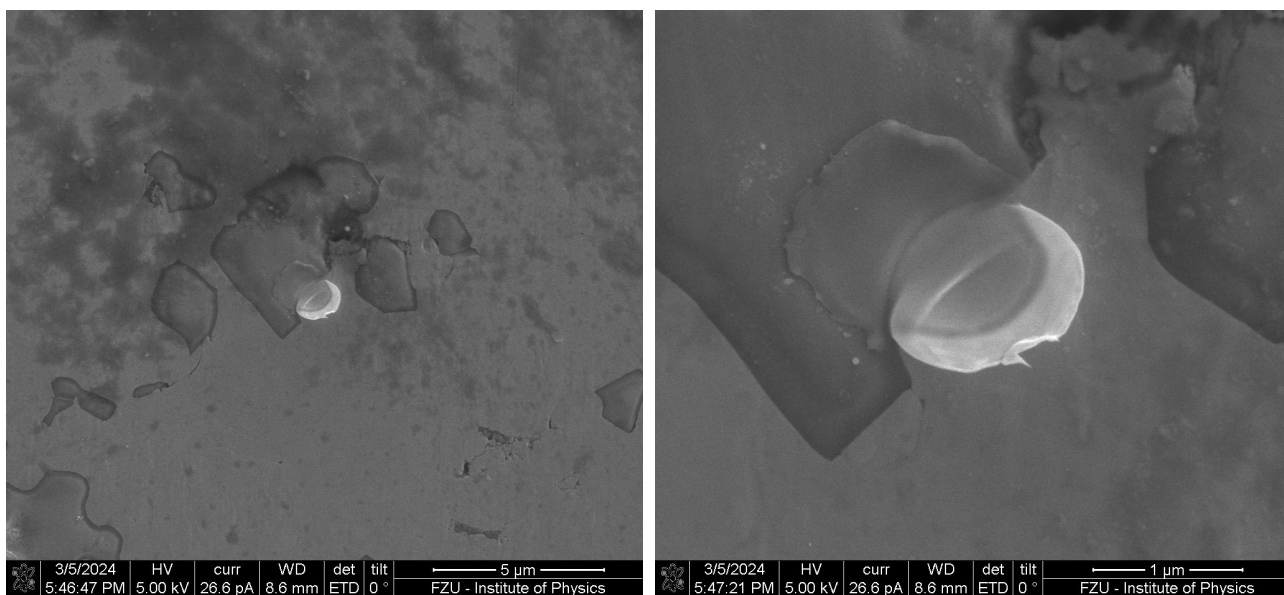


Obrázek A.30: Typický imprint v Plansee SE wolframu při akumulaci 10 pulzů o fluenci  $0,49 \text{ J/cm}^2$  (vlevo) a matice imprintů pro akumulaci 10 pulzů o fluenci  $0,44 \text{ J/cm}^2$ ; na pozici vzorku odpovídající nejvyššímu zisku dvakrát ionizovaných iontů wolframu.

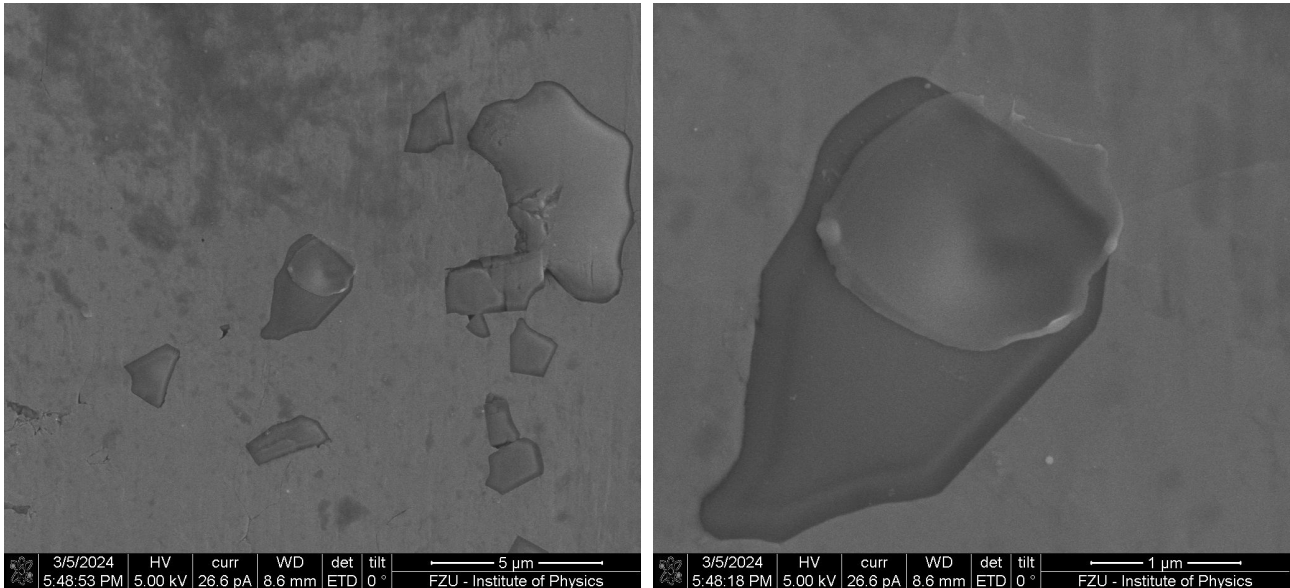
## A.2.4 Silný vzorek W/Cr slitiny



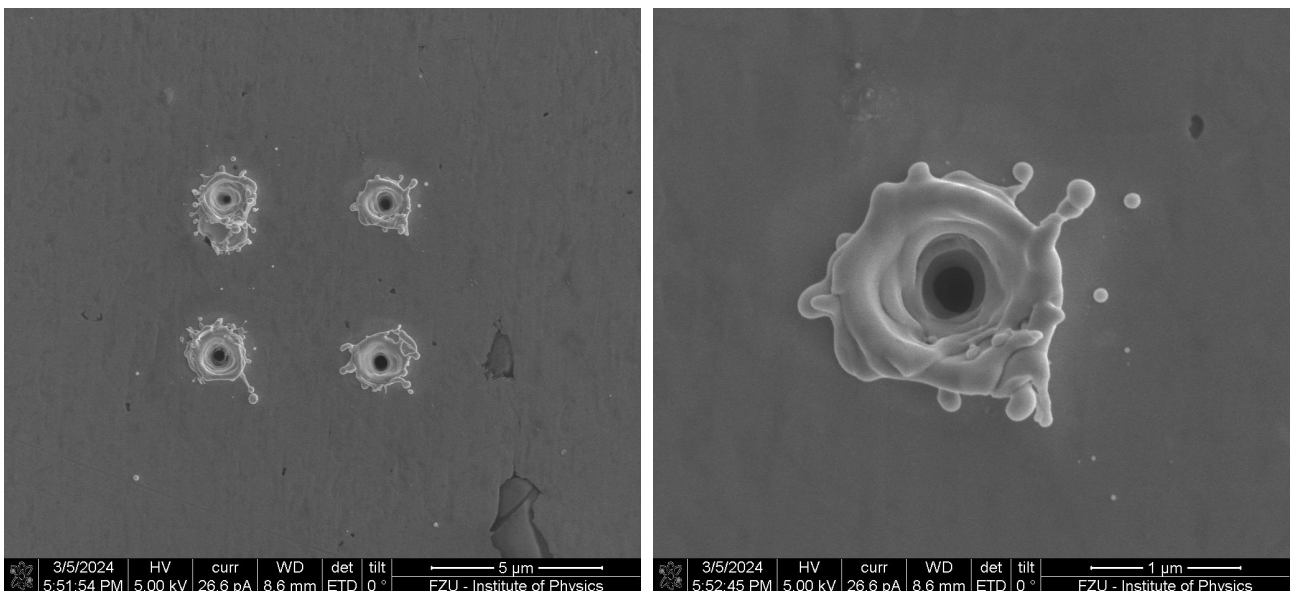
Obrázek A.31: Imprinty na povrchu silného vzorku slitiny W/Cr (vpravo) a detailní snímek jednoho imprintu (vpravo).



Obrázek A.32: Snímky imprintu na vměstku na povrchu silného vzorku slitiny W/Cr pro různá zvětšení.



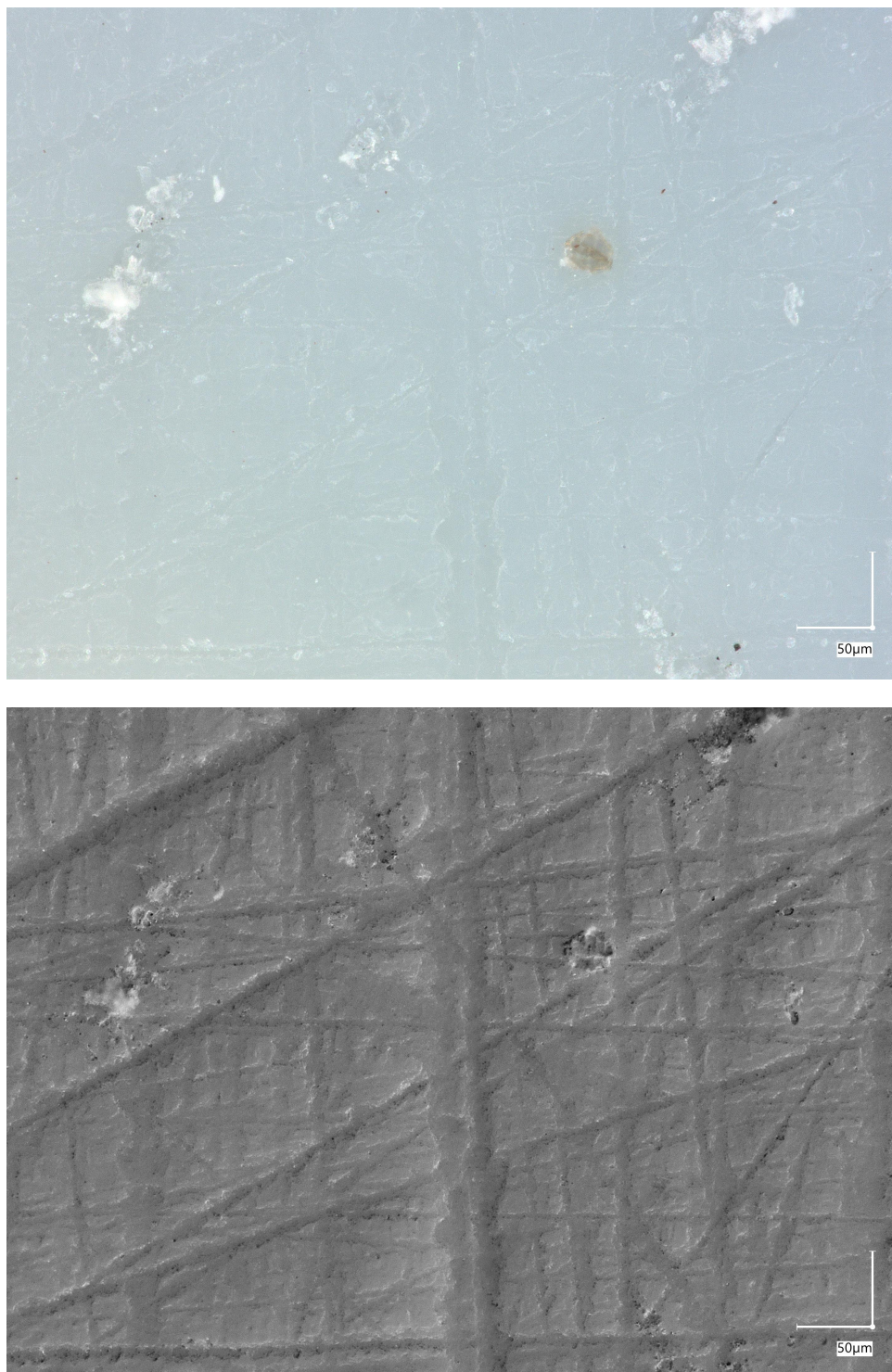
Obrázek A.33: Snímky imprintu na vmětku na povrchu silného vzorku slitiny W/Cr pro různá zvětšení.



Obrázek A.34: Matice kráterů vzniklých na povrchu silného vzorku slitiny W/Cr po akumulaci 10 pulzů (vlevo) a detailní snímek jednoho kráteru (vpravo).



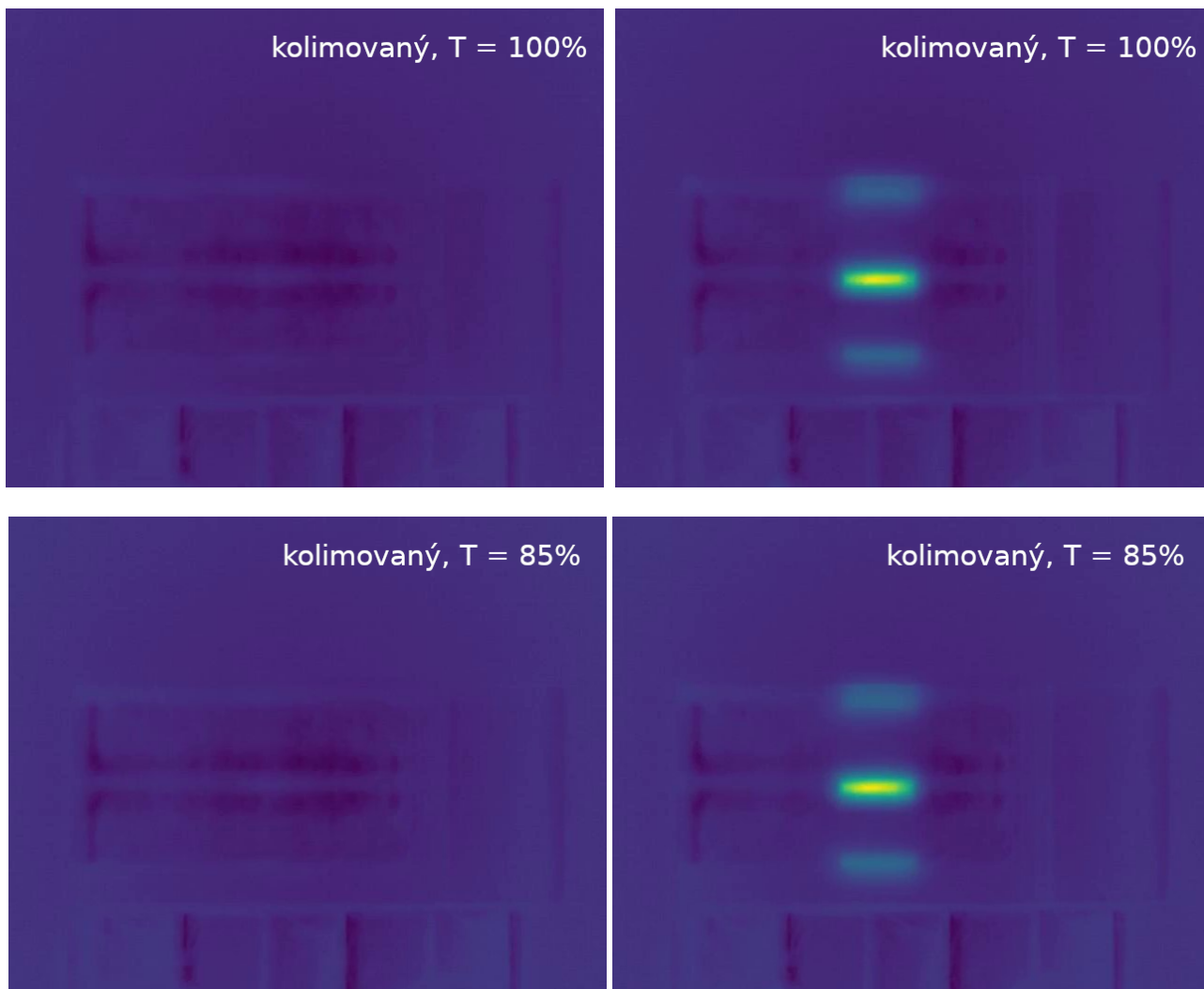
### A.3 Snímky povrchu BN pořízené optickým mikroskopem VHX-7000



Obrázek A.35: Dva snímky stejné oblasti povrchu vzorku hexagonálního pyrolitického nitridu bóru, pořízené digitálním optickým mikroskopem se dvěma různými nastaveními osvětlení.

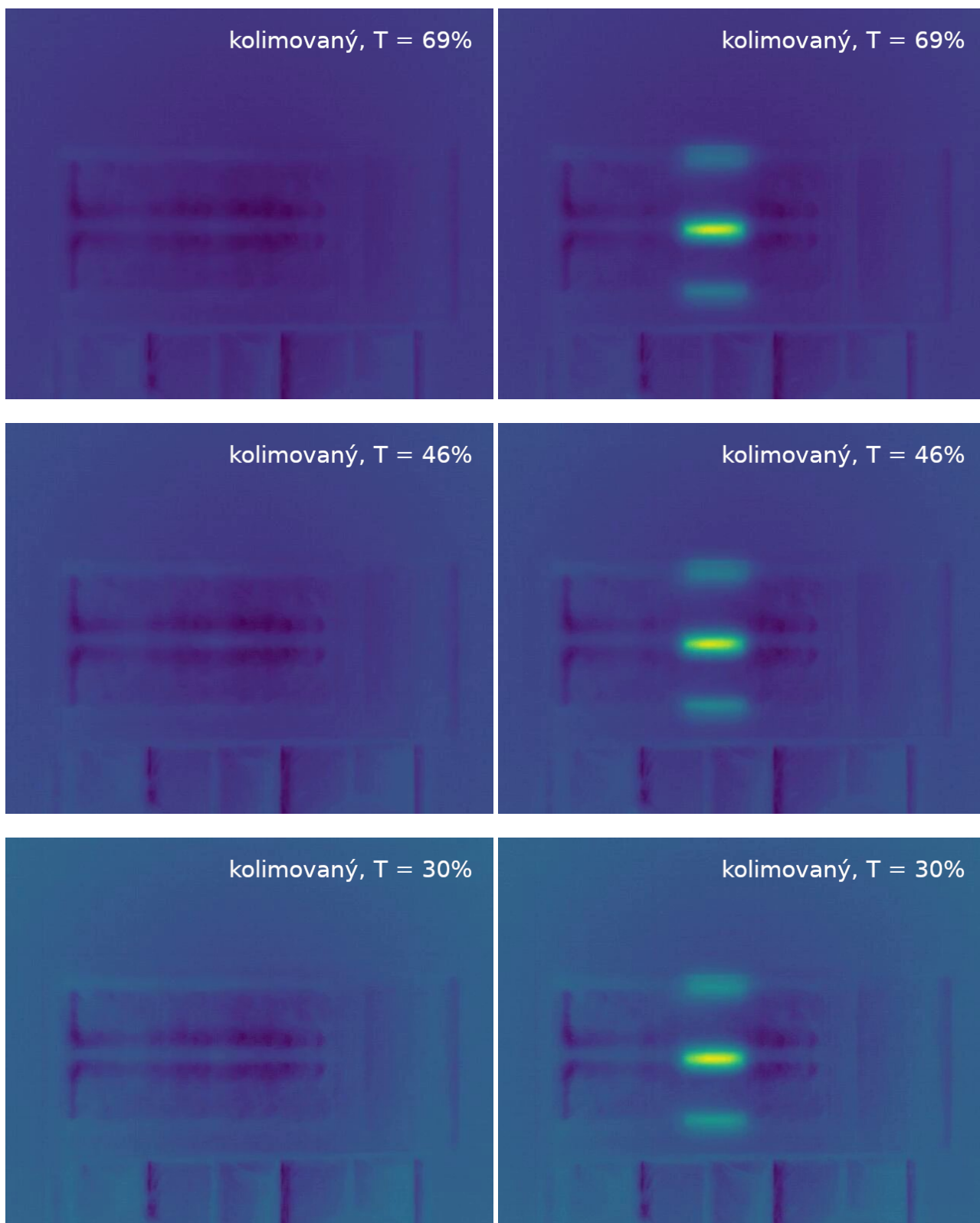
## A.4 Snímky pořízené termokamerou FLIR A6700sc

### A.4.1 Krystal Ge(400)

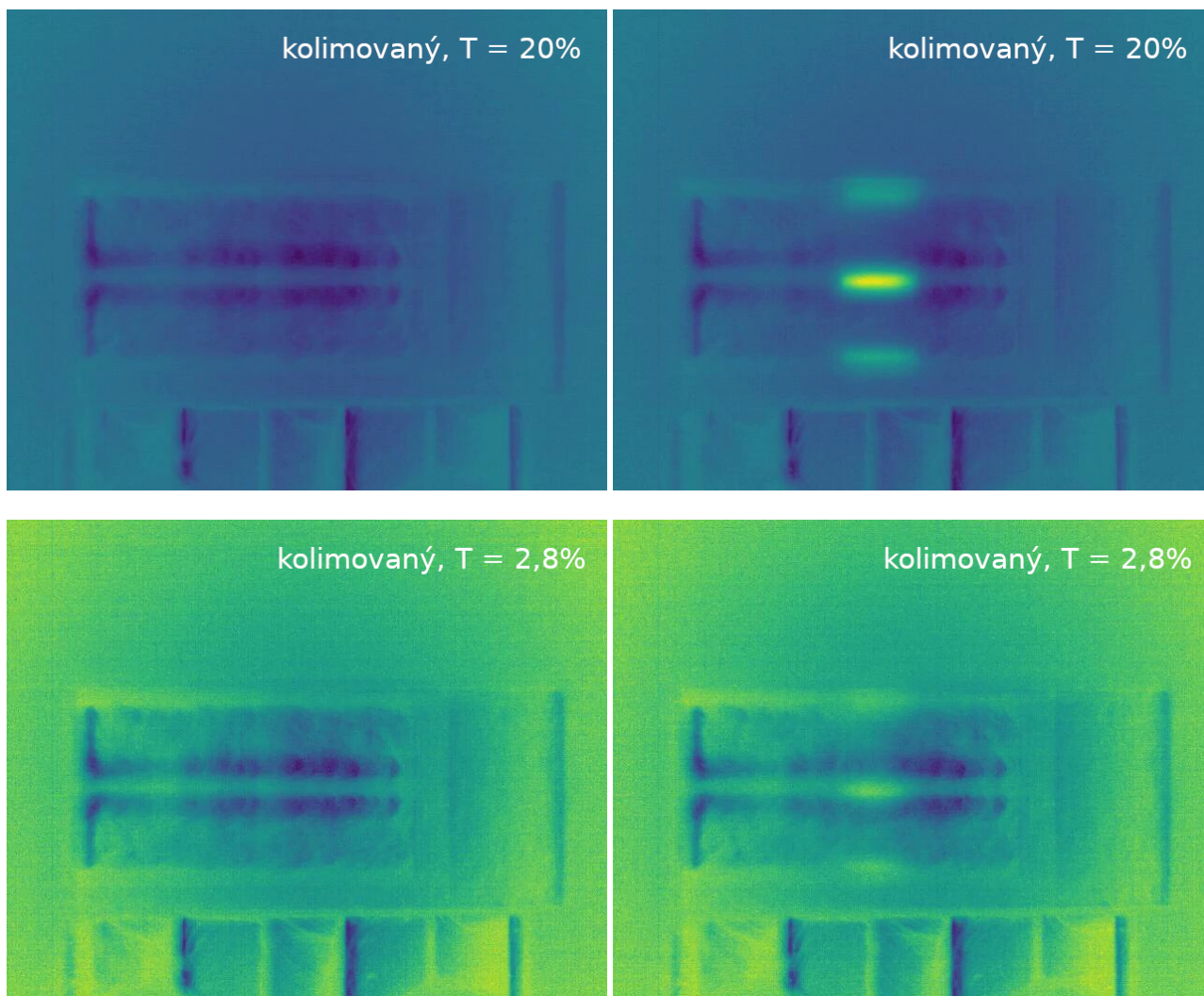


Obrázek A.36: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) krystalu Ge(400) působením kolimovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 128 mikro-pulzů (na *train*), FWHM rozměr  $1,6 \times 0,8$  mm) pro  $T = 100$  % a 85 %.





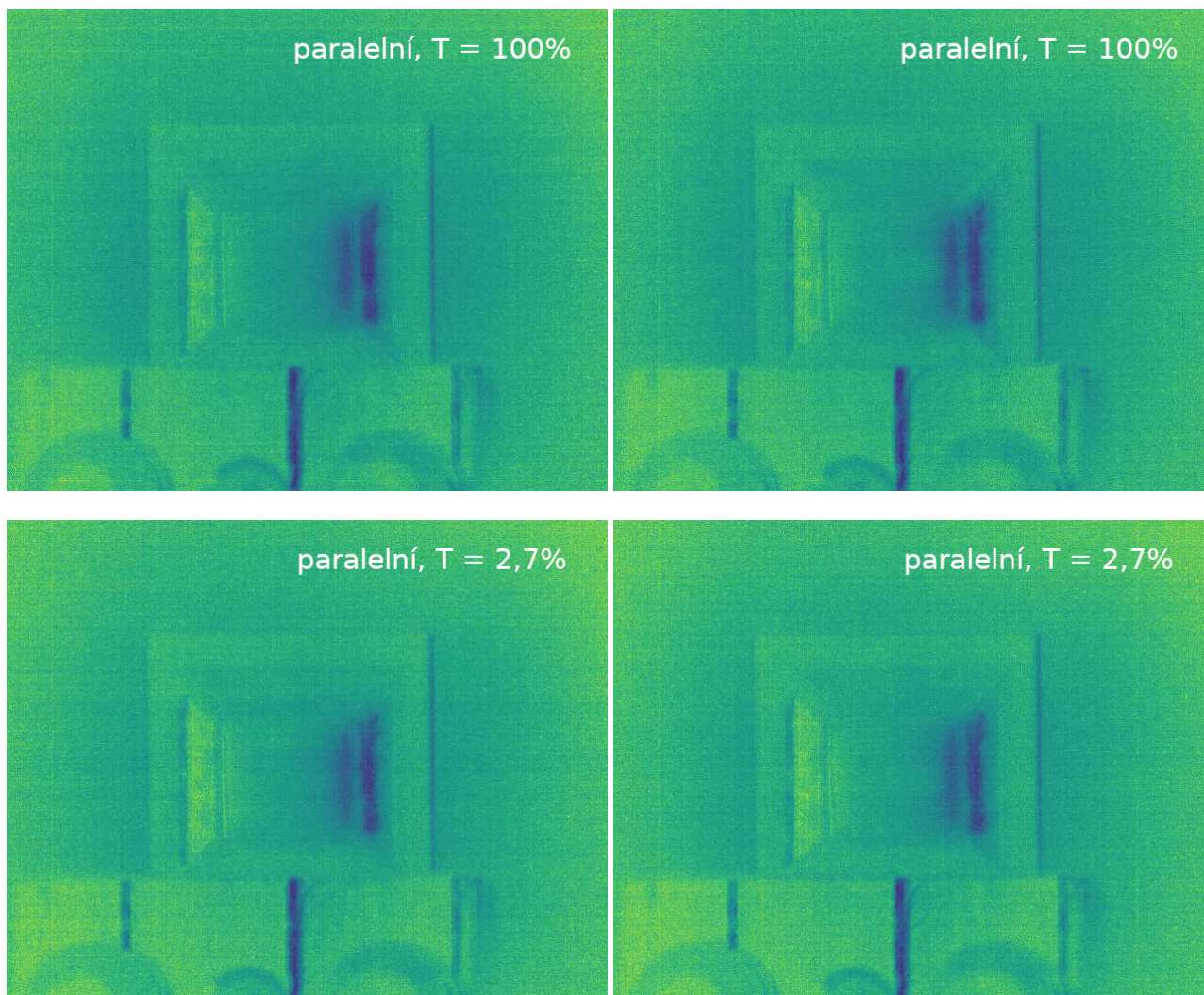
Obrázek A.37: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) krystalu Ge(400) působením kolimovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 128 mikro-pulzů (na *train*), FWHM rozměr  $1,6 \times 0,8$  mm) pro  $T = 69\%$ ,  $46\%$  a  $30\%$ .



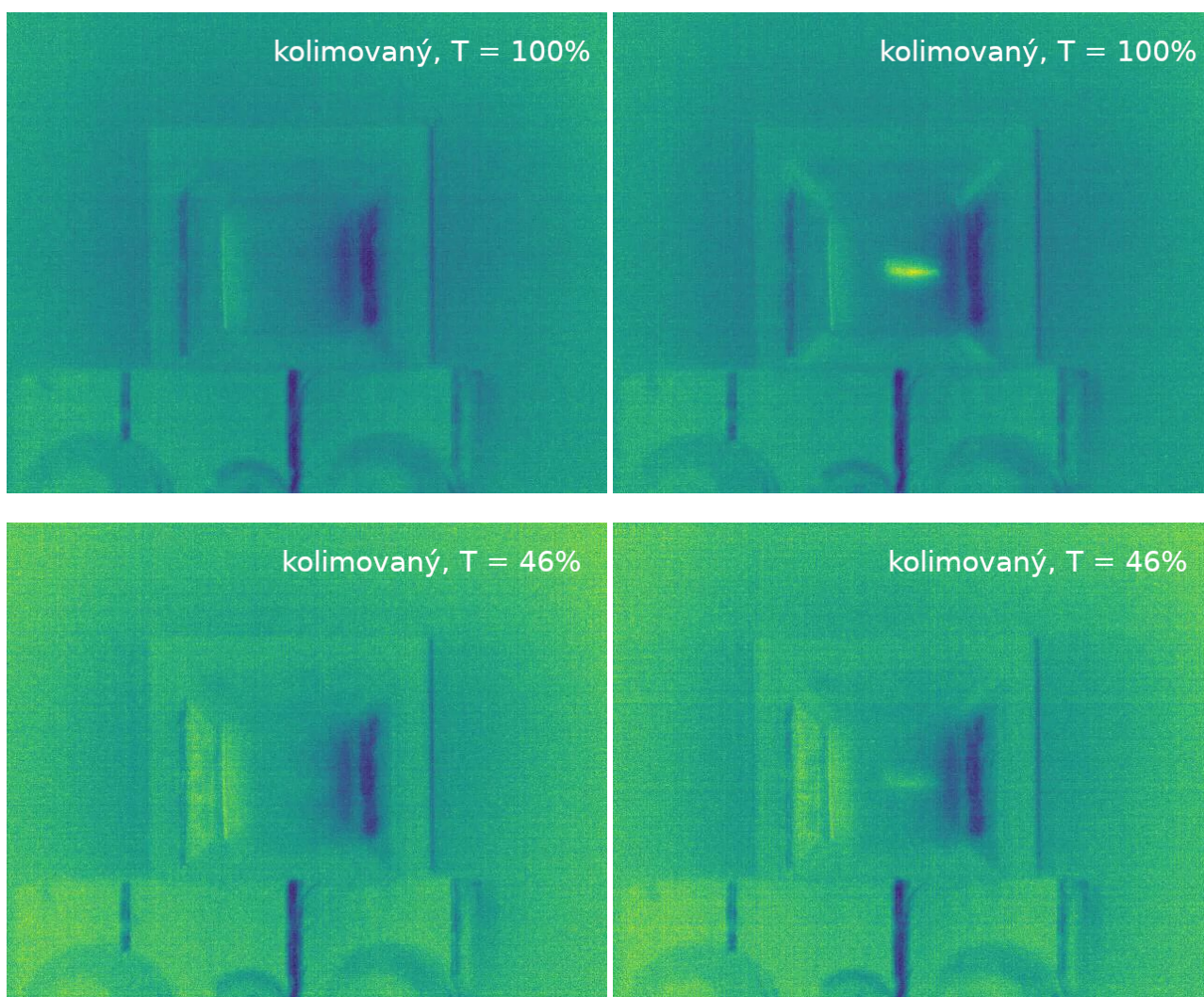
Obrázek A.38: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) krystalu Ge(400) působením kolimovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 128 mikro-pulzů (na *train*), FWHM rozměr  $1,6 \times 0,8$  mm) pro  $T = 20\%$  a  $2,8\%$ .



## A.4.2 Krystal Si(333)

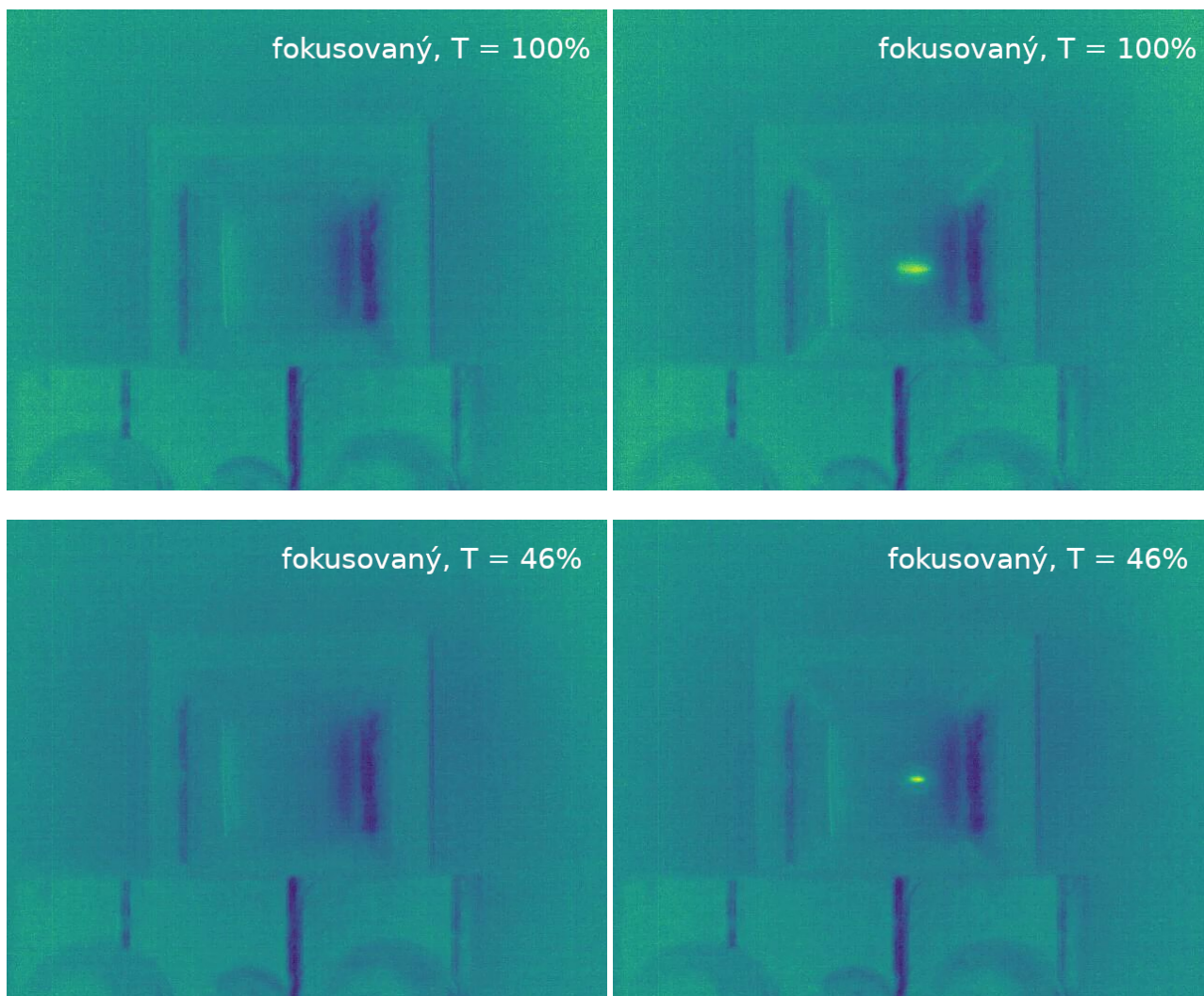


Obrázek A.39: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) krystalu Si(333) působením paralelního svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 128 mikro-pulzů, FWHM rozměr  $\sim 1,6 \times 1,4$  mm) pro  $T = 100\%$  a  $2,7\%$ .

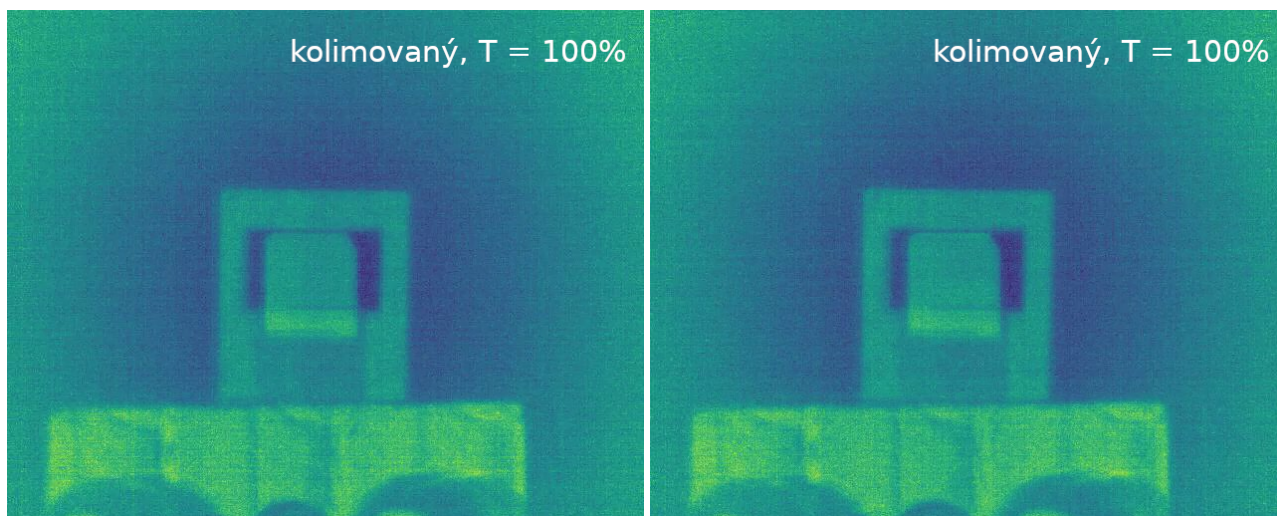


Obrázek A.40: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) krystalu Si(333) působením kolimovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 128 mikro-pulzů, FWHM rozměr  $1,6 \times 0,8$  mm) pro  $T = 100\%$  a  $46\%$ .

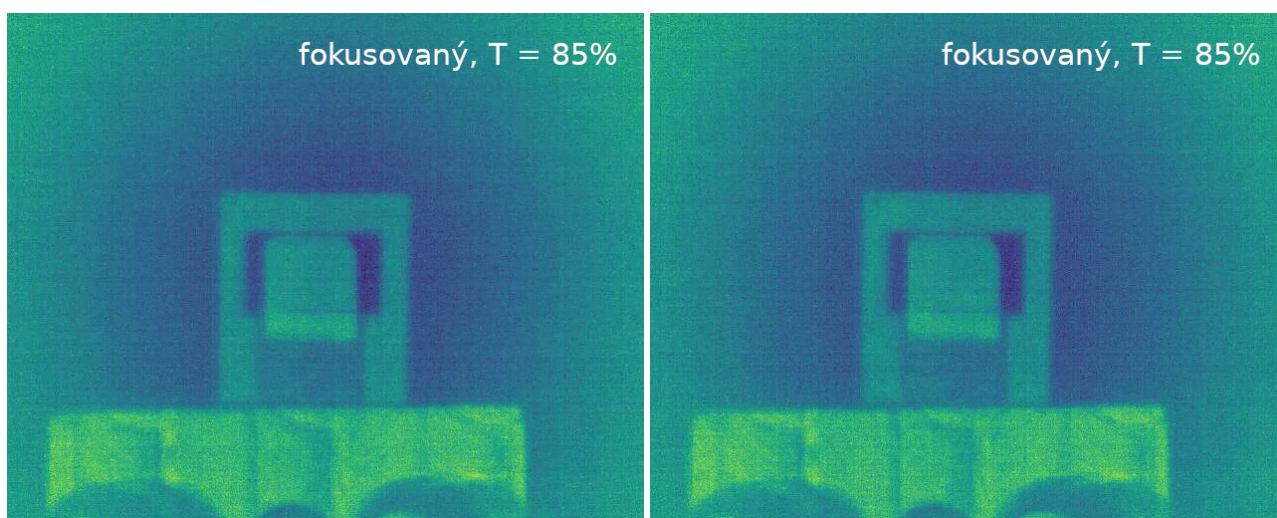




Obrázek A.41: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) krystalu Si(333) působením svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 128 mikro-pulzů) pro  $T = 100\%$  fokusovaného jednou čočkou (FWHM rozměry  $0,9 \times 0,8$  mm), resp. pro  $T = 46\%$  fokusovaného čtyřmi čočkami (FWHM rozměry  $0,6 \times 0,55$  mm).

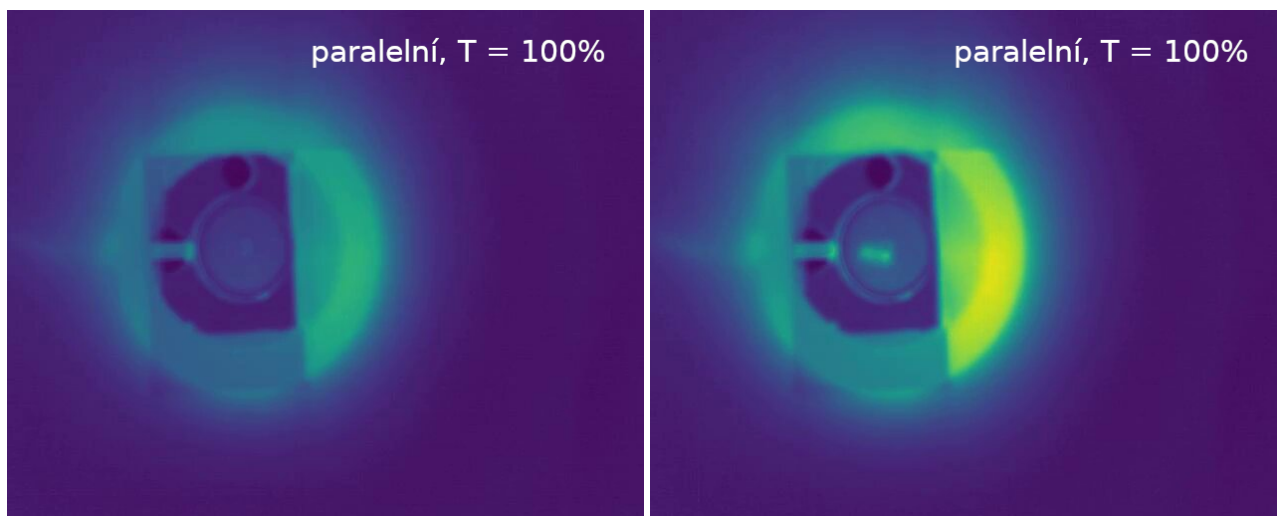
**A.4.3 Krystal C(220)**

Obrázek A.42: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) krystalu C(220) působením kolimovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 128 mikro-pulzů, FWHM rozměr  $1,6 \times 0,8$  mm) pro  $T = 100$  %.

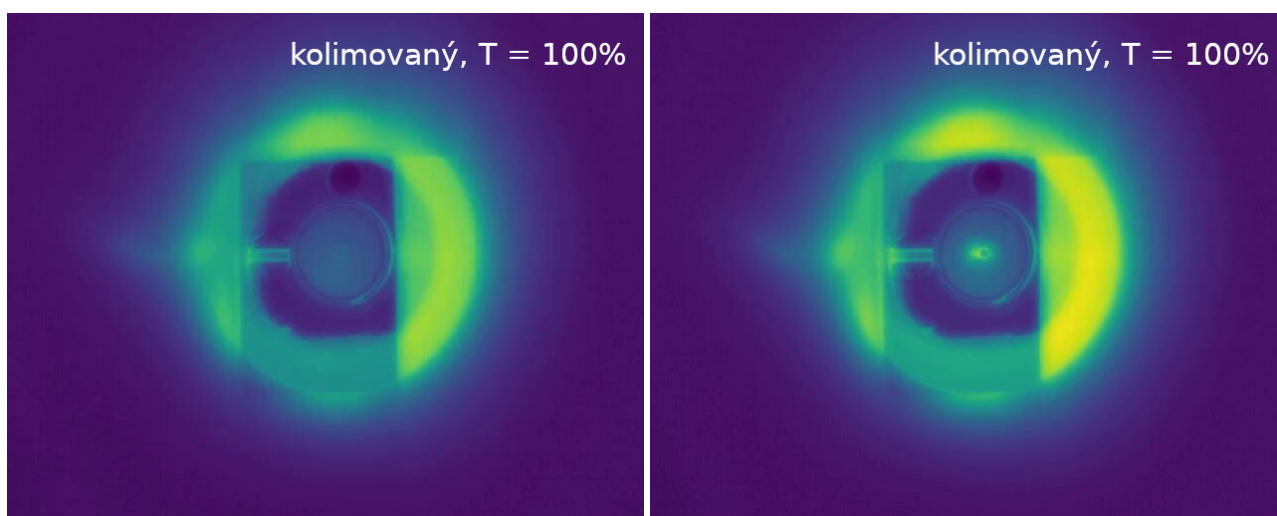


Obrázek A.43: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) krystalu C(220) působením fokusovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 128 mikro-pulzů, FWHM rozměr  $0,6 \times 0,55$  mm) pro  $T = 85$  %.

#### A.4.4 Hliníková čočka

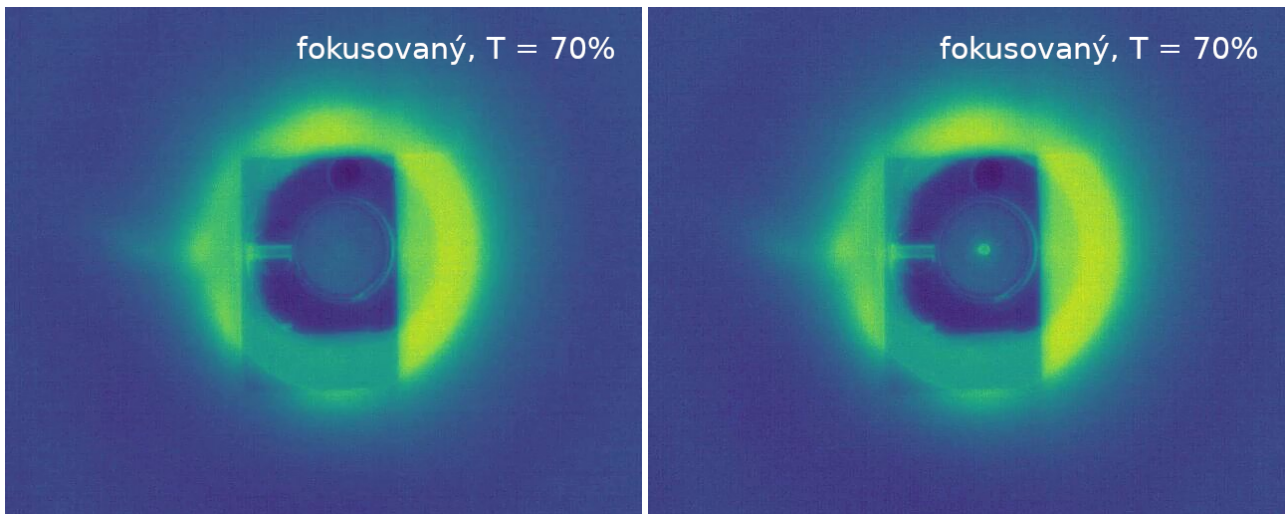


Obrázek A.44: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) hliníkové čočky působením paralelního svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 202 mikro-pulzů, FWHM rozměr  $\sim 1,6 \times 1,4$  mm) pro  $T = 100$  %..



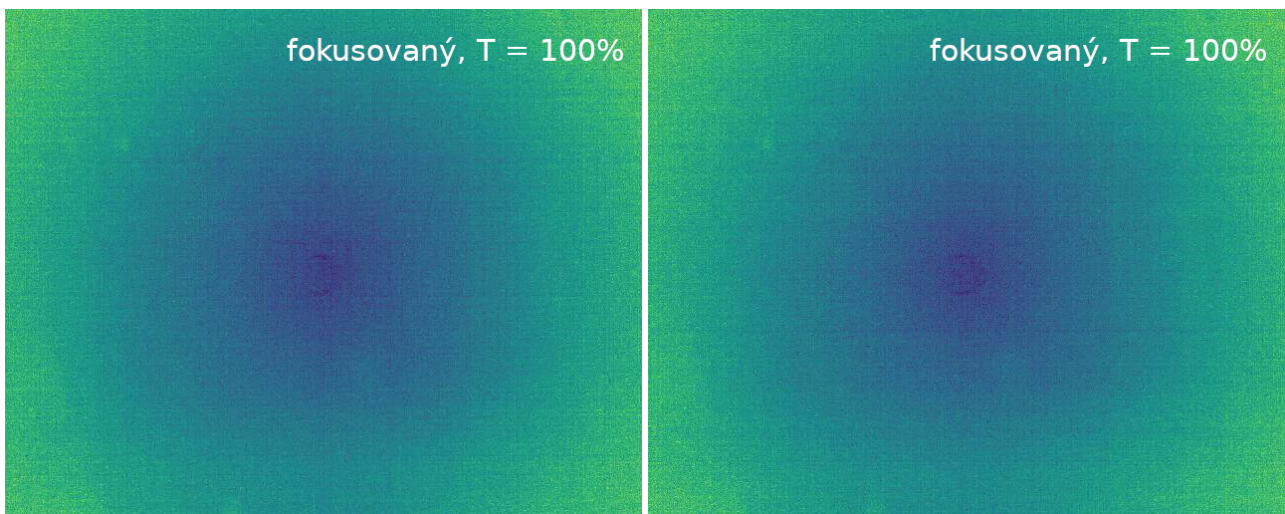
Obrázek A.45: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) hliníkové čočky působením kolimovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 339 mikro-pulzů, FWHM rozměr  $1,6 \times 0,8$  mm) pro  $T = 100$  %.





Obrázek A.46: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) hliníkové čočky působením fokusovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 339 mikro-pulzů, FWHM rozměr  $0,6 \times 0,55$  mm) pro  $T = 70$  %.

#### A.4.5 Beryliová čočka



Obrázek A.47: Snímky odpovídající nulovému (vlevo) a maximálnímu detekovanému relativnímu ohřevu (vpravo) beryliové čočky působením fokusovaného svazku XFEL ( $E = 10,65$  keV, 339 mikro-pulzů, FWHM rozměr  $0,6 \times 0,55$  mm) pro  $T = 100$  %.