České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Czech Technical University in Prague
Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering

Ing. Ondřej Klimo, Ph.D.

Urychlování iontů při interakci krátkých laserových impulsů s pevnými terči

Ion acceleration in short-pulse laser interactions with solid targets

Summary

Interactions of intense laser pulses with targets are accompanied by ion acceleration. This process is important in particular for very thin solid targets. In this case, ions are accelerated in the normal direction from the target surface and they form a collimated beam. Electrons are strongly heated by the laser pulse and ion acceleration is the result of the expansion of hot electrons into vacuum. A very strong electrostatic field created at the surface of the target during this expansion is able to ionize atoms and accelerate resulting ions to energies of the order of tens of MeV. Ions accelerated in laser-solid target interactions have very interesting properties. The source of these ions is small, the ions form a collimated and laminar beam with high intensity, the beam length is quite short and the source is synchronized with the laser pulse. These properties make them useful for imaging of matter and strong electric and magnetic fields and they are already being used for this purpose in experiments. Other potential applications of accelerated ions include isochoric heating of matter to the state of "warm dense matter" or even fast ignition of inertial thermonuclear fusion. Another potential application is hadron therapy, but the parameters of laser accelerated ion beams in current experiments are still far from those required for this purpose.

This habilitation lecture includes the results of our theoretical research of ion acceleration in laser-plasma interaction with the aim of increasing the efficiency of this process and the maximum energy of accelerated ions. It is proposed to use a microstructure on the surface of the target to significantly increase laser absorption. The presence of microstructure has a positive impact on both, the efficiency and the maximum energy of ions. An experiment has confirmed our main conclusions resulting from the theoretical research.

Radiation pressure of the laser beam plays an important role in the interaction for very high intensities and in particular for circular polarization of the laser wave. This pressure pushes electrons from the surface into the target and the induced magnetic field subsequently accelerates ions. In this lecture, we show the results of our calculations of radiation pressure acceleration of a very thin foil. The energy spectrum of accelerated ions is quasi-monoenergetic, which is very important for applications, where localized deposition of ion beam energy is required.

Souhrn

Při interakci intenzivních laserových impulsů s terči dochází k urychlování iontů. Tento proces je významný zejména u velmi tenkých terčů s hustotou pevného látky. V tomto případě se ionty urychlují zpravidla kolmo z povrchu a tvoří kolimovaný svazek. K urychlování iontů přitom dochází v důsledku ohřevu elektronů laserovým impulsem a následné expanze horkých elektronů do vakua. Při této expanzi vzniká na povrchu terče velmi silné elektrostatické pole, které je schopné ionizovat atomy a urychlit vzniklé ionty na energie v řádu jednotek až desítek MeV. Ionty urychlené při interakci laserového impulsu s pevným terčem mají některé velmi zajímavé vlastnosti. Jsou to malé rozměry zdroje, kolimovanost a laminarita svazku, vysoká intenzita urychlených iontů, krátké trvání a synchronizace s laserovým impulsem. Díky těmto vlastnostem jsou vhodné pro snímkování hmoty i silných elektrických a magnetických polí a jsou za tímto účelem v experimentech již používány. Další potenciální možnosti využití iontů urychlených v laserovém plazmatu jsou při izochorickém ohřevu materiálu do stavu "warm dense matter" nebo rychlém zapálení inerciální termojaderné fúze. V poslední době se mluví rovněž o potenciálním využití při hadronové terapii, avšak současné parametry iontových svazků jsou tomuto cíli ještě velmi vzdáleny.

V této habilitační přednášce jsou představeny výsledky teoretického studia urychlování iontů v laserovém plazmatu se zaměřením na zvýšení efektivity tohoto procesu a zvýšení maximální energie urychlených iontů. K tomuto účelu je navrženo použití mikrostruktury na povrchu pevného terče, které vede k výraznému zvýšení absorpce laserového záření. Použití mikrostruktury má velmi pozitivní vliv na efektivitu urychlování iontů i na jejich maximální energii. Na základě těchto výsledků byl navržen experiment, který hlavní závěry našich výpočtů potvrdil.

Při velmi vysokých intenzitách laserového záření a zejména při použití kruhové polarizace začíná hrát významnou roli tlak záření laserového svazku. Ten z povrchu terče vytlačuje elektrony směrem dovnitř a indukované elektrické pole následně urychluje také ionty. V této přednášce představujeme také výsledky našich výpočtů, které poukazují na velmi zajímavou možnost použití tlaku záření k urychlení velmi tenké fólie. Energetické spektrum iontů je v tomto případě kvazimonoenergetické, což je z hlediska aplikací vyžadujících lokalizovanou depozici energie iontového svazku velmi žádoucí.

Klíčová slova: interakce krátkých laserových impulsů s plazmatem, urychlování iontů elektrickým polem na povrchu terče, urychlování iontů tlakem záření, horké elektrony, absorpce laserového záření, povrchová mikrostruktura

Keywords: short-pulse laser-plasma interaction, target normal sheath acceleration of ions, radiation pressure acceleration of ions, hot electrons, laser absorption, surface microstructure

---

České vysoké učení technické v Praze

Název: Urychlování iontů při interakci krátkých laserových impulsů s pevnými terči

Autor: Ing. Ondřej Klimo, Ph.D.

Počet stran: 27

Obsah

1 Přehled výzkumu urychlování iontů při interakci krátkých laserových impulsů s terči **6**

1.1 Základní princip urychlování iontů z laserem ozařovaných terčů 6

1.2 Vlastnosti a aplikace urychlovaných iontů 9

2 Cíle a metody našeho výzkumu **11**

3 Výsledky našeho výzkumu **13**

3.1 Použití mikrostruktur na povrchu terče 13

3.2 Urychlování iontů tlakem záření 17

4 Shrnutí a závěr **20**

4.1 Výhled do budoucna 21

Literatura **21**

Ing. Ondřej Klimo, Ph.D. - odborný životopis **26**

1 Přehled výzkumu urychlování iontů při interakci krátkých laserových impulsů s terči

1.1 Základní princip urychlování iontů z laserem ozařovaných terčů

V konvenčních urychlovačích nabitých částic je urychlující elektrické pole vytvářeno přímo pomocí externího zdroje. V případě nejvýkonnějších urychlovačů je zpravidla použit zdroj vysokofrekvenčního (50 MHz - 50 GHz) elektromagnetického záření jako klystron nebo tetroda [1] a urychlující elektrické pole vzniká v radiofrekvenční kavitě. Intenzita tohoto pole je však omezená limitní hodnotou, za kterou může docházet v urychlovači k elektrickému průrazu. Tato hodnotu je v případě statických polí nebo delších vysokofrekvenčních impulsů přibližně daná Kilpatrickovým kritériem [2]. V případě krátkých vysokofrekvenčních impulsů může být dosaženo i vyšších hodnot intenzity pole přesahujících 100 MV/m [3, 4, 5]. V prvním přiblížení pak můžeme toto pole považovat za nezávislé na počtu urychlených částic. Pohyb jednotlivých částic je tedy dán především tímto externím polem a je vzájemně nezávislý.

Jiná situace nastává v případě tzv. kolektivního nebo koherentního urychlování částic [6], kdy urychlující pole nepochází přímo z externího zdroje, ale vzniká v prostředí samotném. Tímto prostředím může být plazma, tedy kvazineutrální tekutina obsahující pozitivně nabité ionty a volné elektrony, která vykazuje kolektivní chování. Pokud na plazma působíme silným elektromagnetickým polem, pak se pohyblivější elektrony mohou částečně prostorově oddělit od iontů. V dané oblasti pak vzniká makroskopický náboj a silné elektrické pole. Plazma může tedy fungovat jako velmi efektivní nástroj pro transformaci příčného elektromagnetického pole do pole podélného, indukovaného v důsledku porušení kvazineutrality. Omezení pro intenzitu pole v důsledku elektrického průrazu v plazmatu neplatí. Navíc je intenzita indukovaného pole úměrná počtu odstraněných (urychlených) elektronů. V závislosti na síle použitého elektromagnetického záření může tedy být o mnoho řádů vyšší, než v případě konvenčních urychlovačů. Urychlující pole s intenzitou okolo TV/m nejsou v laserovém plazmatu výjimkou [7]. To umožňuje výrazně zkrátit dráhu potřebnou pro urychlení nabité částice na vysokou energii a v principu tedy konstruovat i mnohem kompaktnější urychlovače.

V této práci se zabýváme urychlováním iontů odehrávajícím se při interakci intenzivního laserového záření s pevnými terči. K tomuto urychlování dochází v důsledku ohřevu a urychlování volných elektronů v plazmatu na povrchu terče. Dopadající laserový impuls materiál na povrchu terče velmi rychle ionizuje. Ve vzniklém plazmatu se však může šířit pouze v místech s elektronovou hustotou nižší, než je tzv. kritická hustota

$$n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2} \ , \tag{1.1}$$

kde m_e je hmotnost elektronů, ω_L je frekvence laserového záření, e je elementární náboj a ε_0 je permitivita vakua. V místě s kritickou hustotou je totiž vlastní frekvence oscilací elektronů v plazmatu rovna frekvenci ω_L a elektromagnetická vlna se zde absorbuje nebo odráží. Dodejme ještě, že pro lasery s vlnovou délkou okolo 1 μm, které se v experimentech urychlování iontů používají především, mají všechny materiály s hustotou pevné látky a stupněm ionizace alespoň 1 elektronovou hustotu v řádu desítek až stovek n_c.

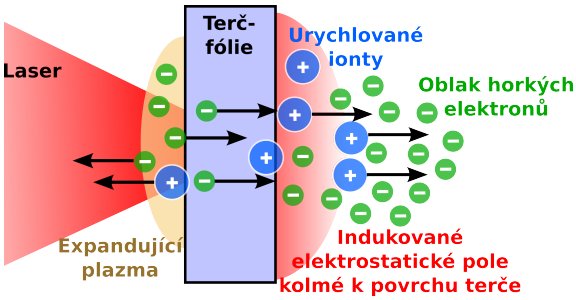
V místě interakce laserového impulsu s plazmatem dochází k částečné absorpci laserového záření a zejména u vysokých intenzit i ke generaci rychlých relativistických elektronů. K tomuto procesu přispívají rezonanční absorpce [8], Brunelův vakuový ohřev [9], stochastický ohřev [10], parametrické nestability [11] a v neposlední řadě také $\mathbf{j}\times\mathbf{B}$ ohřev [12]. Právě posledně jmenovaný proces je u vysokých intenzit laserového záření velmi důležitý. Ve fyzice laserového plazmatu je pro dynamiku elektronů určující bezrozměrný potenciál elektrického pole daný parametrem $a_0 = eE_L/(\omega_L m_e)$. Dá se ukázat [13], že parametr a_0 udává bezrozměrnou hybnost elektronu oscilujícího v elektrickém poli rovinné elektromagnetické vlny, která má frekvencí ω_L a intenzitu elektrického pole E_L. V případě $a_0 \gtrsim 1$ je pohyb elektronu relativistický a $\mathbf{v}\times\mathbf{B}$ složka Lorentzovy síly tak začíná hrát významnou roli. Je to právě tato síla, která je zodpovědná za urychlení velkého množství elektronů dovnitř do terče. Teplota těchto elektronů (T_h) je přibližně daná vzorcem [12]

$$k_B T_h = m_e c^2 \left(\langle\gamma\rangle - 1\right) \ , \ \langle\gamma\rangle = \sqrt{1 + a_0^2/2} \ , \tag{1.2}$$

kde c je rychlost světla ve vakuu, k_B je Boltzmannova konstanta a $\langle\gamma\rangle$ je průměrná hodnota $\gamma-$faktoru elektronu pohybujícího se v poli laserové vlny.

Za předpokladu vysoké laserové intenzity můžeme také předpokládat, že většina elektronů se pohybuje rychlostí blízkou rychlosti světla. Hustotu horkých elektronů urychlených v interakční oblasti pak můžeme přibližně odhadnout jako

$$n_h = \frac{\eta I_L}{c k_B T_h} \ , \tag{1.3}$$



Obrázek 1.1: Schématické znázornění urychlování iontů z povrchu laserem ozařovaného terče v procesu TNSA.

kde I_L je intenzita laserového záření a η je koeficient absorpce. Tento odhad je samozřejmě použitelný jen za předpokladu $n_h \ll n_c$, neboť do interakční oblasti musí přicházet i zpětný proud méně horkých elektronů.

Budeme dále předpokládat, že terč je velmi tenká fólie o tloušťce v řádu desítek nm až jednotek μm, jak tomu ve většině experimentů urychlování iontů bývá. V tomto případě je možné použít jednorozměrné přiblížení a předpokládat, že svazek horkých elektronů má na zadní straně terče stejné parametry jako na straně přední. V důsledku toho, že horké elektrony na zadní straně vyletují ven z terče, terč přestává být kvazineutrální a vzniká elektrostatické pole s maximální intenzitou danou vztahem

$$E_h = \sqrt{\frac{n_h k_B T_h}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{\eta I_L}{\varepsilon_0 c}} \ . \tag{1.4}$$

Z předchozího vztahu je patrné, že v laserovém plazmatu je amplituda indukovaného pole závislá na intenzitě laserového záření a koeficientu absorpce. Pokud budeme dále předpokládat Boltzmannovo rozdělení horkých elektronů, pak intenzita pole klesá přibližně exponenciálně se vzdáleností od povrchu terče a charakteristická délka tohoto poklesu je rovna Debyeově délce horkých elektronů

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_h}{n_h e^2}} \ . \tag{1.5}$$

Indukované elektrické pole je zpravidla tak silné, že dokáže ionizovat vrstvu atomů na povrchu terče a vzniklé ionty urychlit ven z povrchu. Ionty, které proletí tímto elektrickým polem jsou přitom urychleny řádově na energie $E_{ion} = eZE_h\lambda_D$ (Z je náboj iontu). Pro tento proces se vžilo označení

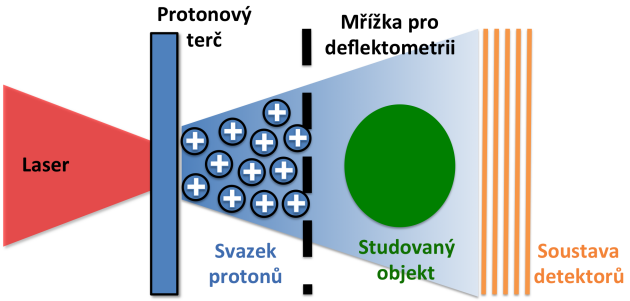
TNSA, které pochází z anglického sousloví "Target Normal Sheath Acceleration" [12]. Proces TNSA je dnes považován za nejpravděpodobnější vysvětlení pozorovaných energetických iontů ve většině experimentů s krátkými a intenzivními laserovými impulsy. Schématické znázornění TNSA je zobrazeno na obrázku 1.1. Zvýšením efektivity procesu TNSA a některými dalšími procesy urychlování iontů, které umožňují zvýšení maximální energie urychlených iontů, se budeme dále zabývat v kapitole 3.

1.2 Vlastnosti a aplikace urychlovaných iontů

V experimentech urychlování iontů při interakci laserového záření s pevnými terči jsou nejčastěji pozorovány protony. Ty pocházející z tenké vrstvy na vodík bohatých nečistot, které se usadí na povrchu terče ve vyčerpané vakuové komoře [14]. Protony mají ze všech iontů největší poměr náboje ku hmotnosti. Jsou tedy urychlovány na vyšší rychlosti než jiné ionty, lépe následují expandující oblak horkých elektronů a částečně stíní pole indukované elektrony.

Do popředí vědeckého zájmu se urychlování iontů v laserovém plazmatu dostalo po roce 2000. Tehdy byly publikovány třemi skupinami přelomové experimentální výsledky demonstrující urychlování poměrně úzkého a laminárního svazku energetických protonů, které letí kolmo ze zadní strany fólií ozářených laserovým impulsem s vysokou intenzitou [15, 16, 17]. Rekordních vlastností iontového svazku přitom bylo dosaženo v experimentu [17] v laboratoři Lawrence Livermore National Laboratory, kdy bylo urychleno kolem 2×10^{13} protonů s maximální energií až 58 MeV. Mezi další důležité vlastnosti iontů urychlených v procesu TNSA patří přibližně exponenciální distribuční funkce energií [17, 18, 19] a maximální energie, která je úměrná $\sim \lambda_L \sqrt{I_L}$, kde λ_L je vlnová délka laserového záření [16]. Efektivita transformace energie laserového impulsu do energie urychlených iontů bývá v řádu jednotek procent [20] a časová délka iontového svazku v blízkosti terče je řádově srovnatelná s délkou laserového impulsu. Divergence iontového svazku se většinou pohybuje v rozmezí $10° - 20°$, v experimentech však byly demonstrovány i svazky s divergencí o řád nižší [21].

O využití laserem urychlovaných iontů se mluví zejména v souvislosti s protonovou radiografií [22], ohřevem materiálu do stavu "warm dense matter" [23], rychlým zapálením inerciální fúze [24] a biomedicínskými aplikacemi [25]. Protonová radiografie je v současné době pravděpodobně nejúspěšnější aplikací laserem urychlovaných iontů, neboť může plně využít jejich tři základní vlastnosti. První z těchto vlastností je laminarita a nízká hodnota příčné emitance svazku [22], které dovolují získat velmi dobré prostorové rozlišení snímkům v řádu μm. Druhou výhodnou vlastností je velmi krátká



Obrázek 1.2: Schématické znázornění protonové radiografie polí indukovaných v plazmatu. Mřížka umožňuje rozdělení celého svazku na soustavu mnoha menších svazků. Soustava detektorů z radiochromických filmů pak umožňuje spektrální rozlišení, což v kombinaci s délkou letu různě energetických protonů poskytuje rozlišení časové.

délka svazku, která umožňuje snímkovat i rychle probíhající jevy. V neposlední řadě je možné využít i široké energetické spektrum protonů, které v kombinaci s vícevrstvým uspořádáním detektorů citlivých na různé energie poskytuje možnost získat časový vývoj snímaného jevu. Protony jsou navíc citlivé jak na změny hustoty, tak na elektrická a magnetická pole a lze je tedy využít i ke studiu silných polí indukovaných v plazmatu. Schématické znázornění principu protonové radiografie je zobrazeno na obrázku 1.2.

Pro další aplikace jako ohřev materiálu pro studium stavu hmoty "warm dense matter", nebo pro ohřev hustého plazmatu na teplotu zapálení termojaderné fúze, jsou důležité zejména počty urychlených částic, celková energie svazku, konverzní účinnost a případná rychlá a lokální depozice jejich energie. Zatímco experimenty týkající se studia "warm dense matter" již probíhají [26], experimenty relevantní pro zapálení inerciální fúze nejsou v současné době možné. Neexistuje totiž žádný krátkopulzní laser, který by byl schopen urychlit svazek iontů o dostatečné energii v řádu desítek kJ. Výpočty nicméně naznačují, že využití svazku energetických iontů by mohlo vést k úspěšnému zapálení inerciální fúze s nižší energií laserového záření a tedy i ke zvýšení energetického zisku [27].

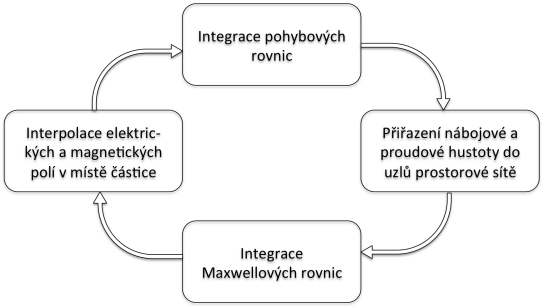
Biomedicínské aplikace a zejména hadronová terapie pomocí protonů nebo uhlíkových iontů se jeví také jako potenciální využití laserem urychlených iontů. Hadronová terapie je výhodná zejména kvůli nerovnoměrné depozici energie letících iontů v materiálu s ostrým Braggovským maximem ke konci dráhy jejich letu. Při ozařování nádorů hlouběji uvnitř těla omezuje existence

Braggova maxima dávku deponované energie záření, které je vystavena tkáň před a za nádorem. Ozařování pomocí urychlených iontů tedy v principu omezuje poškození zdravé tkáně, což může být spojeno s menším počtem vedlejších účinků. Výhoda laserového urychlování při hadronové terapii spočívá zejména v kompaktnějším zdroji, menších nárocích na stínění záření a jednodušším systému pro ozařování svazkem pod různými úhly (gantry) [28]. Na druhou stranu je pro hadronovou terapii hlouběji uložených nádorů potřeba energií protonů v řádu několika set MeV, které zatím nebyly s pomocí laserů dosaženy [28]. Je také potřeba zmenšit prostorovou rozbíhavost svazku, zlepšit stabilitu procesu urychlování a dosáhnout poměrně úzkého energetického spektra urychlených iontů. Některé z těchto požadavků již byly v jednotlivých experimentech splněny a další velmi intenzivní výzkum v této oblasti probíhá [28].

Mezi další zmiňované aplikace patří také využití protonů při studiu různých jaderných procesů a částicové fyziky. Velmi zajímavá je například produkce pionů a jejich následné urychlování při laserové interakci s terčem, neboť střední doba jejich života je pouze v řádu desítek nanosekund [29]. Jak je z předchozích odstavců patrné, urychlování iontů při interakci laserových impulsů s terči je perspektivní oblast výzkumu z hlediska aplikací. Avšak i z hlediska základního výzkumu je zde stále mnoho nezodpovězených otázek a urychlené ionty nám k jejich zodpovězení mohou pomoci. Tak tomu bylo například i v článku publikovaném s účastí naší skupiny [30], kdy byla vyšší energie iontů využita k prokázání zvýšené absorpce a rezonanční excitace povrchových plazmonů.

2 Cíle a metody našeho výzkumu

Cílem našeho výzkumu je především zlepšením obecných vlastností svazků urychlovaných iontů. Zaměřujeme se zejména na zvýšení maximální energie iontů, zlepšení konverzní účinnosti a získání kvazi-monoenergetického spektra. Z těchto zlespšení mohou mít prospěch v podstatě všechny výše zmíněné aplikace. Dlouhodobějším cílem se v poslední době v souvislosti s naší spoluprací na projektu ELI beamlines stává zlepšení parametrů urychlovaných protonů tak, aby s nimi bylo možné zahájit výzkum ozařování melanomu oka, a to s petawattovým laserovým systémem. Tento cíl je náplní projektu ELIMED, který je jedním z experimentálních programů laserového centra ELI Beamlines budovaného v České republice. Za účelem zlepšení parametrů urychlovaných protonů navrhujeme použití různých speciálních terčů



Obrázek 2.1: Základní výpočetní cyklus metody particle-in-cell.

nebo změnu parametrů laserového impulsu, zejména jeho polarizace nebo frekvence záření.

V naší skupině na katedře fyzikální elektroniky se zabýváme především teoretickým výzkumem urychlování iontů. Kolektivní chování částic a polí v plazmatu představuje velmi komplexní a nelineární problém. Vyskytují se zde četné nestability, nelokální transport a nemaxwellovské distribuční funkce. Proto k výzkumu používáme především kinetické počítačové simulace interakce laserového záření s plazmatem, které jsou schopné komplexní chování plazmatu postihnout. Simulace provádíme s použitím vlastních [31] nebo získaných [32] výpočetních kódů založených na metodě PIC (Particle-in-Cell) [33]. Tato metoda je v simulacích interakce krátkých intenzivních laserových impulsů s plazmatem nejefektivnější a nejčastěji používaná.

V metodě PIC je fázový prostor plazmatu vzorkován pomocí tzv. makročástic. Tyto částice mají určitý neměnný tvar, hustotu a objem a reprezentují v podstatě chování velkého počtu reálných částic, které se nacházejí přibližně ve stejném místě fázového prostoru. Makročástice se pak pohybují v elektrických a magnetických polích reprezentovaných v bodech prostorové sítě na základě Lorentzovy síly. Elektrická a magnetická pole se vyvíjí v čase na základě Maxwellových rovnic (většinou pomocí metody konečných diferencí v časové doméně) a jsou spojena s procesy v plazmatu na základě lokální nábojové a proudové hustoty. Výpočetní cyklus metody PIC je schematicky znázorněn na obrázku 2.1. Integrace pohybových rovnic je relativistická a výpočty jsou prováděny v přiblížení jedno nebo dvourozměrné prostorové geometrie se všemi třemi složkami elektrických a magnetických polí a rychlostí částic. Naše simulační kódy zahrnují také ionizace plazmatu, a to jak srážkovou ionizaci tak ionizaci polem, a Coulombovské srážky nabitých částic. Výpočty jsou paralelizovány s použitím knihovny MPI a rozdělením simu-

lační oblasti na jednotlivé domény. Mohou tak probíhat současně na mnoha stech procesorů. To nám umožňuje provádět náročné výpočty i pro parametry blízké reálným podmínkám experimentů.

Kromě teoretického výzkumu naše skupina spolupracuje také při přípravě experimentů. Podílíme se jednak na přípravě návrhů experimentů demonstrujících výsledky našich simulací, ale také optimalizujeme terče pro podmínky konkrétního uspořádání dalších experimentů a provádíme následnou interpretaci jejich výsledků.

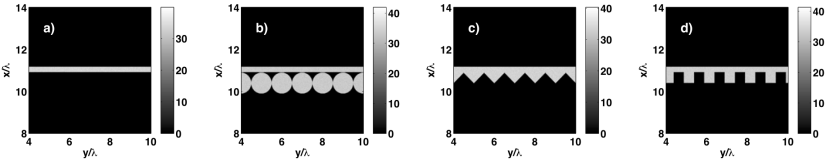
3 Výsledky našeho výzkumu

3.1 Použití mikrostruktur na povrchu terče

Vyšší efektivity urychlování iontů v procesu TNSA lze dosáhnout zvýšením absorpce laserové energie a teploty horkých elektronů. Absorpce laserového záření však na rovném povrchu pevného terče nemusí být příliš vysoká, a to zejména pokud není optimální úhel dopadu a profil plazmatu. Již v 80. letech minulého století však bylo v experimentech dokázáno, že mikroskopické nerovnosti nebo struktury na povrchu terče zvyšují absorpci laserové energie a také vyzařování rentgenového záření [34, 35, 36]. Ve spolupráci s týmem Prof. Kawaty [37] jsme přišli s návrhem použití mikroskopické struktury na povrchu terčů sloužících k urychlování iontů za účelem zvýšení efektivity procesu TNSA.

Samotná myšlenka použití mikrostruktury na povrchu terče v souvislosti s urychlováním iontů byla představena v teoretickém článku [37]. Jednalo se o, do jisté míry, uměle navržený terč, který se skládal z pravoúhlé hliníkové mřížky s periodou 500 nm a hloubkou 700 nm na přední straně a miniaturní fólie (o rozměru 4 μm a tloušťce 0.3 μm) z vodíku na zadní straně. V počítačových simulacích bylo dokázáno, že pomocí tohoto terče je při kolmém dopadu velmi krátkého laserového impulsu (20 fs) 3 krát vyšší maximální energie protonů a 6 krát vyšší konverzní účinnosti z laserového záření do urychlených protonů. Výsledky jsou porovnávány s terčem, kde je mřížka nahrazena hliníkovou fólií o stejné tloušťce. Tyto velmi slibné výsledky nastartovaly náš další hlubší zájem o použití mikrostruktur pro zvýšení efektivity urychlování iontů.

V další sérii dvourozměrných PIC simulací [38] jsme již používali parametry, které jsou z hlediska současných experimentů více reálné. Předpokládali jsme, že terče budou vyrobeny z plastu a dojde k jejich ionizaci před



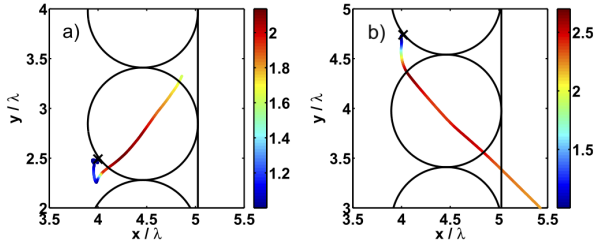
Obrázek 3.1: Terče použité ve 2D PIC simulacích za účelem studia vlivu tvaru mikrostruktury na absorpci laserového záření. Zobrazena je hustota volných elektronů na začátku simulace v jednotkách kritické hustoty. Laserový impuls se střední vlnovou délkou λ se šíří ze spodní strany.

hlavní částí interakce. V simulacích jsme tedy použili směs ionizovaného uhlíku (C^{4+}) a protonů v poměru 1:2 o hustotě aproximující pevný terč (z výpočetních důvodů byla použita hustota několikrát nižší, což však na výsledek nemělo významný vliv). 20 femtosekund dlouhý laserový impuls se střední vlnovou délkou 800 nm a maximální intenzitou 1.8×10^{19} W/cm^2 dopadal kolmo na terč. Příčný profil impulsu byl gaussovský s položířkou 3.75 μm.

V simulacích jsme se nejprve zabývali vlivem tvaru mikrostruktury na absorpci laserového záření. Na obrázku 3.1 jsou zobrazeny profily použitých terčů. Zatímco pro terč s rovným povrchem je v tomto případě absorpce relativně malá ($\sim$ 4%), v případě terčů s mikrostrukturou je absorpce řádově vyšší. V případě terče znázorněného na obrázku 3.1 c) absorpce dosahovala až 80%, v případě dalších dvou terčů se pohybovala okolo 50%. Mikrostruktura na povrchu terče měla vliv i na teplotu horkých elektronů, kterou zvýšila ve všech případech zhruba 4 krát, a na divergenci svazku horkých elektronů, kterou zvýšila přibližně 3 krát.

Zvýšení absorpce laserového záření vlivem povrchové mikrostruktury je v různých publikacích připisováno různým procesům, např. excitaci povrchových plazmonů [39], stochastickému ohřevu [40], nebo Mieho rozptylu v případě kulatých terčů [41]. V našem případě k absorpci také přispívají zvětšený povrch terče a nekolmý povrch mikrostruktury vzhledem ke směru šíření laserové vlny. Díky této geometrii interakce jsou elektrony urychlovány na povrchu mikrostruktury v procesu podobném Brunelovu vakuovému ohřevu [42]. V jedné části periody laserové vlny jsou elektrony vytaženy z terče ven do vakua a zde jsou následně urychleny zpět, nebo do některé z okolních mikrostruktur, kam pole laserové vlny neproniká. Urychlené elektrony si tak uchovají absorbovanou energii a letí dále dovnitř do terče. Typické trajektorie těchto urychlených elektronů jsou znázorněny na obrázku 3.2.

Pro další výzkum a první demonstrační (proof-of-principle) experimenty bylo vhodné zvolit relativně jednoduchou mikrostrukturu, takovou, aby bylo

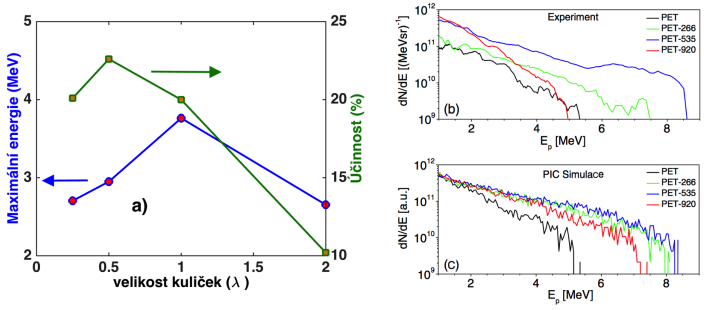


Obrázek 3.2: Typické příklady trajektorie urychlených elektronů při interakci intenzivního laserového impulsu s terčem s mikrokuličkami na povrchu. Parametry simulací jsou uvedeny v [42]. Barvou je znázorněn γ faktor elektronů.

možné připravit dostatečné množství odpovídajících terčů. Jako nejvhodnější se ukázalo použití mikrokuliček nanesených na povrch plastové fólie tak, že se sousední kuličky dotýkají. Takový terč je možné připravit v dobré kvalitě a s jeho přípravou v menších rozměrech měli kolegové na naší katedře již zkušenosti. V případě tohoto terče je nutné optimalizovat pouze jeden parametr, a to velikost kuliček. V obrázku 3.3 je vynesena závislost maximální energie urychlených protonů a efektivity transformace laserového záření do urychlených iontů z PIC simulací v závislosti na velikosti mikrokuliček. Z obrázku je patrné, že účinnost přeměny energie nabývá maxima pro kuličky o průměru odpovídajícím zhruba polovině λ. Maximální energii protonů získáme pro průměr kuliček přibližně λ, kde λ je střední vlnová délka laserového záření. V dalších simulacích se pak ukázalo, že není nutné, aby byla vrstva kuliček zcela homogenní. Obdobné výsledky je možné získat s náhodným uspořádáním kuliček o velikosti v rozmezí $0.25 - 1\lambda$ [38].

Při dopadu pod větším úhlem ($\sim 45°$) se význam mikrokuliček na povrchu terče zmenšuje. Rozdíl v maximální energii protonů urychlených z terčů s kuličkami a bez nich je pouze v řádu několika desítek procent, nicméně rozdíl v účinnosti přeměny energie je stále velmi významný (přibližně dvojnásobný). Zásadní roli na vliv povrchové struktury na laserovou absorpci a následně i urychlování iontů v procesu TNSA má ale především délka hustotního profilu na povrchu terče. Naše simulace ukazují, že již charakteristická délka hustotního profilu v řádu několika desítek nanometrů výrazně zvyšuje absorpci u terčů s rovným povrchem, kdežto u terčů s mikrostrukturou na povrchu dochází k mírnému snížení absorpce. Pro delší hustotní profily lze tedy očekávat, že efektivita procesu TNSA nebude záviset na přítomnosti mikrostruktury na povrchu terče.

Pro realizaci experimentů bylo nutné použít laserový systém s velmi dob-



Obrázek 3.3: a) Maximální energie urychlených protonů a účinnost přeměny energie laserového záření do energie urychlených iontů v závislosti na velikosti kuliček. b), c) Energetická distribuční funkce urychlených protonů v experimentu na laseru v APRI GIST a v PIC simulacích pro 4 různé terče. Číslovka v názvu terče znamená velikost mikrokuliček na jeho povrchu v nanometrech.

rým kontrastem. Využili jsme již existující spolupráce s experimentálními týmy v CEA Saclay (a zprostředkovaně i spolupráce s IPCF-ILIL v Pise) a na FZÚ (a zprostředkovaně i spolupráce s APRI GIST v Jižní Koreji). První experimenty s terči připravenými na naší katedře pod vedením RNDr. Jana Prošky, byly realizovány francouzsko-italskou skupinou na laseru v ústavu IPCF-ILIL. Pravděpodobně z důvodu nedostatečného kontrastu však nebyly úspěšné. Nebyl zde zaznamenán žádný patrný rozdíl v maximální energii urychlených protonů.

Další experimenty na 100 TW laserovém systému v roce 2012 ve spolupráci s FZÚ a APRI GIST [43] již úspěšné byly. Vysoký kontrast byl realizován pomocí dvou plazmových zrcadel. Zvýšení maximální energie urychlených protonů v případě terčů s mikroskopickými kuličkami o různých rozměrech je vidět na obrázku 3.4. Rovněž je patrný relativně dobrý souhlas výsledků našich výpočtů s experimenty. Potvrzuje se zde také zjištění, že maximální energie je dosaženo s mikrokuličkami, jejichž velikost je v rozmezí $0.5-1\lambda$. S použitím mikrokuliček na povrchu terče se tedy podařilo zvýšit maximální energii protonů o 60% a účinnost urychlování iontů pětkrát. Zvýšení maximální energie urychlených protonů bylo později potvrzeno i v experimentu realizovaném ve spolupráci s CEA Saclay [42], kde však k pozorovatelnému zvýšení došlo pouze u tlustších terčů. V souladu s našimi předchozími výpočty bylo rovněž potvrzeno, že účinnost použití mikrostruktury na povrchu terče klesá s rostoucím úhlem dopadu laserového impulsu. Ve stejné

sérii experimentů byly použity i terče s povrchovou mikrostrukturou v podobě mřížky vylisované do plastové fólie (rovněž připravené kolegy na naší katedře). S použitím těchto terčů byla při vhodném úhlu dopadu poprvé prokázána rezonanční excitace povrchových plazmonů s laserovým impulsem o relativistické intenzitě [30]. Zvýšená absorpce v tomto případě vedla také k nárůstu maximální energie protonů urychlených v procesu TNSA.

3.2 Urychlování iontů tlakem záření

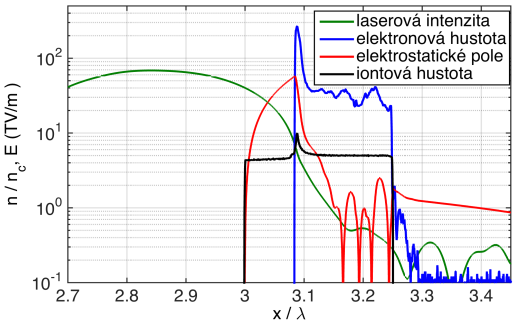
Tlak záření předpověděl Johannes Kepler v roce 1619 [44] k vysvětlení pozorování ohonu komety, který je vždy orientován směrem od Slunce. Na rozdíl od kosmu však na Zemi tlak záření za normálních podmínek nemá reálný význam, neboť je pro většinu zdrojů malý v porovnání například s tlakem okolního prostředí. Výjimku tvoří zejména velmi intenzivní laserové impulsy, kde samotný tlak záření fokusovaného paprsku může dosahovat až řádu Tbar. Projev vysokého tlaku záření je podobný, jako bychom na povrch terče tlačili pomocí pístu, který působí především na elektrony. Někdy se v anglické terminologii používá termín "laser piston effect". Tlak záření je z hlediska urychlování iontů důležitý zejména v případě, kdy je větší, než kinetický tlak elektronů v terči. To nastává pro kolmý dopad v případě

$$(1 + R - T)\frac{I_L}{c} \geq n_e k_B T_e \ , \tag{3.1}$$

kde R a T jsou reflektivita a transmisivita terče a n_e a T_e jsou hustota a teplota elektronů na povrchu terče. Pokud budeme předpokládat teplotu elektronů danou vztahem 1.2, $R = 0.5$, $T = 0$ a $n_e = 200\ n_c$, což je hustota odpovídající přibližně plně ionizovanému plastovému terči, zjistíme, že tlak záření převládá pro $I_L \geq 8 \times 10^{22}$ W/cm^2. Z toho je zřejmé, že pro současnou generaci laserových systémů a pevné terče není za standartních podmínek tlak záření hlavním faktorem interakce.

Je však důležité si uvědomit, že pohyb elektronů na povrchu terče nemusí být tepelný a z hlediska kinetického tlaku působícího proti tlaku záření má vliv pouze tepelná složka pohybu. V případě lineárně polarizovaného záření elektrony oscilují nejen v elektrickém poli laserové vlny, ale také v podélném směru kvůli $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ složce Lorentzovy síly. Elektrony jsou tímto oscilujícím polem urychlovány do terče a jejich teplota je pak skutečně dána rovnicí 1.2. V případě kruhové polarizace je však situace jiná. V kruhově polarizované elektromagnetické vlně elektrony rotují, ale podélná složka síly postrádá oscilující část, a pohyb elektronů v podélném směru je tedy relativně stálý. Teplota elektronů a kinetický tlak jsou tedy mnohem menší a radiační tlak hraje významnou roli i při intenzitách o několik řádů nižších.

Mechanismus urychlování iontů tlakem záření je demonstrován na obrázku 3.5. Jsou zde zobrazeny intenzita elektrického pole laserové vlny, elektrostatické podélné pole a hustoty elektronů a iontů. Snímek pochází z 1D PIC simulací [45], v nichž je použit kruhově polarizovaný laserový impuls s $\lambda = 800$ nm, $I_L = 3.5 \times 10^{20}$ W/cm^2 a plně ionizovaným uhlíkovým terčem o hustotě elektronů 30 n_c a tloušťce $l = 200$ nm. Jak je v obrázku patrné, tlak záření laserového impulsu vytlačuje elektrony z přibližně 50 nm silné povrchové vrstvy dovnitř do terče. Na povrchu terče se tím indukuje velmi silné elektrostatické pole, které jednak nedovoluje elektronům pronikat dále do terče a zároveň urychluje do terče ionty. Indukované elektrostatické pole je přitom zhruba stejně velké jako elektrické pole laserové vlny.



Obrázek 3.4: Snímek indukovaného elektrostatického pole a hustot elektronů a iontů na povrchu terče ozařovaného intenzivním laserovým impulsem s kruhovou polarizací v 1D PIC simulaci.

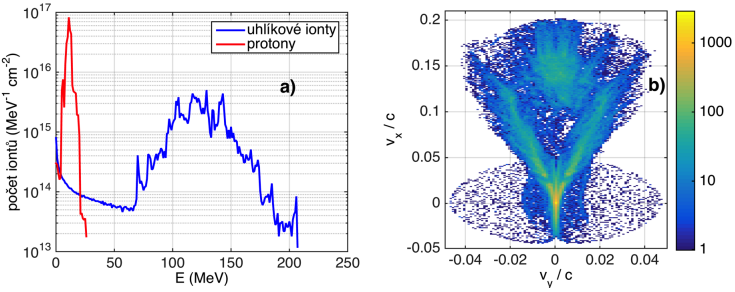
Z hlediska urychlování iontů se tento režim stává zajímavým především v případě velmi tenkých terčů, kdy je laserový impuls dost dlouhý, aby postupně urychlil všechny ionty obsažené v ozařované části fólie. Terč zároveň nesmí být transparentní pro laserové záření. Tento režim tedy můžeme přibližně vymezit podmínkami [46]

$$\tau v > l \ , \ \ a_0 < \pi \frac{n_e}{n_c} \frac{l}{\lambda} \ , \tag{3.2}$$

kde τ je délka laserového impulsu a v je průměrná rychlost urychlených iontů. V tomto případě lze na situaci zjednodušeně nahlížet tak, že laserový impuls roztlačí terč před sebou. Nejpomalejší ionty se přitom časem dostanou opět na přední stranu terče a budou znovu urychleny. Proces urychlování tedy vede přirozeně k urychlování všech iontů na stejnou rychlost a svazek iontů

získá kvazimonoenergetické spektrum. Spektrum urychlených protonů a uhlíkových iontů je zobrazeno na obrázku 3.6 a) pro případ plastového terče (hustota terče je z výpočetních důvodů snížena oproti reálné hustotě [45]).

Ve dvourozměrných simulacích byl proces urychlování iontů pomocí tlaku záření potvrzen, avšak stabilita tohoto procesu není tak dobrá jako v jednorozměrném případě. Dochází zde k deformaci povrchu terče, vzniku nestabilit a postupně i k velkému ohřevu elektronů a rozpadu terče jako takového. Vznik nestabilit je částečně možno omezit použitím terče složeného z více druhů iontů [47], silnějšího laserového impulsu s rychlým nárůstem intenzity [48] apod. Na obrázku 3.6 b) je znázorněna hustota urychlených protonů ve fázovém prostoru pocházející z našich 2D simulací [45]. Je zde patrný relativně kolimovaný a kvazimonoenergetický svazek iontů urychlený v kladném směru osy x.



Obrázek 3.5: a) Energetické spektrum iontů urychlených kruhově polarizovaným laserovým impulsem z velmi tenké plastové fólie v 1D PIC simulacích. b) Hustota urychlených protonů ve fázovém prostoru ve 2D PIC simulaci.

Urychlování iontů pomocí tlaku záření je z hlediska budoucího výzkumu velmi slibné a tento proces může být i velmi efektivní. K dosažení vysokých energií urychlených iontů a vysoké efektivity jsou však potřeba laserové systémy s vyšší energií a intenzitou, než jaké byly do nedávné doby k dispozici. Nicméně některé experimenty již tento proces urychlování iontů potvrdily [49].

4 Shrnutí a závěr

Výzkum interakce intenzivního laserového záření s terči a urychlování iontů jsou velmi aktuální a rychle se rozvíjející oblasti vědeckého výzkumu. O tom svědčí i množství různých procesů a teorií popisujících urychlování iontů v laserovém plazmatu, které se v posledních letech ve vědecké literatuře objevily. Mezi ty nejznámější patří "Target Normal Sheath Acceleration" (urychlování iontů v elektrickém poli indukovaném na povrchu terče horkými expandujícími elektrony) [12], urychlování tlakem záření [46], urychlování bezesrážkovou rázovou vlnou [50], urychlování v režimu indukované transparence [51] a další. Urychlené svazky iontů mají několik společných charakteristických vlastností, které jsou jedinečné. Jsou to relativně dobrá kolimovanost, laminarita, vysoká intenzita resp. proudová hustota, krátké trvání a v neposlední řadě synchronizace s laserovým impulsem. Tyto vlastnosti je předurčují jako velmi dobrý nástroj pro snímkování hmoty i silných elektrických a magnetických polí a jsou za tímto účelem ve vědeckých již experimentech používány [22]. Další možnosti využití iontů urychlených v laserovém plazmatu si však vyžadují výrazné zlepšení některých parametrů. Zejména je snaha zvýšit maximální energii urychlených iontů, konverzní účinnost z energie laserového impulsu do energie iontů a možnost tvarování energetického spektra iontů (resp. vytvoření kvazimonoenergetického svazku). Práce publikovaná v tomto spisu popisuje také část našeho příspěvku ke zlepšení právě těchto parametrů.

Ke zvýšení efektivity urychlování iontů je představena metoda použití speciální povrchové mikrostruktury. Tento výzkum začínal čistě teoreticky s pomocí počítačových simulací a postupně se vyvíjel směrem k experimentům, které teoretické výsledky potvrzovaly. Ukázalo se, že mikrostruktura na povrchu terče výrazně zvyšuje absorpci energie laserového záření. To následně vede ke zvýšení maximální energie urychlených protonů a až několikanásobnému zlepšení účinnosti přeměny energie laserového záření do těchto protonů. Tyto výsledky byly potvrzeny v několika experimentech na 100 TW laserových systémech s velmi dobrým laserovým kontrastem [42, 43].

Jedna z nejperspektivnějších metod urychlování iontů využívá tlaku záření velmi intenzivního laserového impulsu. Zatímco u lineárně polarizovaného impulsu je tlak záření významný až při intenzitách řádu 10^{23} W/cm^2, u kruhově polarizovaného impulsu je to již při intenzitách o několik řádů niž-

ších. Použití tlaku záření v kombinaci s velmi tenkým terčem otevírá možnost k efektivnímu urychlování iontů a zároveň získání kvazimonoenergetického spektra, které je důležité pro aplikace vyžadující dobře lokalizovanou depozici energie iontového svazku.

4.1 Výhled do budoucna

Ve výzkumu urychlování iontů se chceme dále soustředit na možnosti spolupráce na experimentech s kolegy z APRI-GIST v Jižní Koreji a CEA Saclay ve Francii. Spolu s kolegy z naší katedry máme možnost přípravy terčů pro další pokročilé způsoby urychlování iontů. Velmi zajímavé by například bylo zkombinování malé tloušťky terče s celkově malými rozměry terče a s povrchovou mikrostrukturou pro zvýšení absorpce. V teoretické části výzkumu bychom se rádi zaměřili na proces urychlování iontů při velmi vysokých intenzitách laserového záření $\geq 10^{22}$ W/cm^2, neboť za takových podmínek nejsou procesy urychlování iontů ještě prozkoumány ani teoreticky.

V souvislosti s výstavbou laserového centra ELI Beamlines v České republice se náš výzkum začíná více koncentrovat na vysoké intenzity laserového záření. Fyzika interakce laserového záření s materiálem se zde opět kvalitativně mění, neboť se i terče z pevného materiálu mohou stávat relativisticky transparentními. Dochází zde také k velmi výraznému vyzařování pohybujícími se elektrony, mohou vznikat elektron-pozitronové páry a energetické částice mohou indukovat i některé jaderné procesy. Tato neprobádaná oblast není zatím dostupná v reálných experimentech, a o to více je zde prostor pro využití počítačových simulací a teoretického výzkumu k předpovězení nových procesů a jevů.

Literatura

[1] R. Carter, Review of RF power sources for particle accelerators. in *CAS - CERN Accelerator School : Radio Frequency Engineering*, Cern **(2000)**, pp. 107–145.

[2] W. D. Kilpatrick, *The Review of Scientific Instruments* **(1957)**, Vol. 28, pp. 824–826.

[3] E. Tanabe, Breakdown in high-gradient accelerator cavities. *Proceedings of the 1984 Linear Accelerator Conference* **(1984)**, p. 403.

[4] G. A. Loew and J. W. Wang, RF breakdown studies in room temperature electron linac structures, Technical Report, SLAC-PUB-4647 **(1988)**.

[5] J. W. Wang, RF properties of periodic accelerating structures for linear colliders, Technical Report, SLAC-Report-339 **(1989)**.

[6] V. I. Veksler, *The Soviet Journal of Atomic Energy* **(1957)**, Vol. 2, pp. 525–528.

[7] L. Romagnani, J. Fuchs, M. Borghesi, P. Antici *et al.*, *Physical Review Letters* **(2005)**, Vol. 95, art. no. 195001.

[8] V. L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, Pergammon Press, New York **(1964)**.

[9] F. Brunel, *Physical Review Letters* **(1987)**, Vol. 59, pp. 52–55.

[10] Z.-M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku, M. S. Jovanovic *et al.*, *Physical Review Letters* **(2002)**, Vol. 88, art. no. 055004.

[11] W. L. Kruer, *The Physics Of Laser Plasma Interactions*, Westview Press, Colorado **(2003)**.

[12] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth *et al.*, *Physics of Plasmas* **(2001)**, Vol. 8, p. 542.

[13] P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*, Imperial College Press, London **(2005)**.

[14] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay, A. W. Ehler *et al.*, *Physics of Fluids* **(1986)**, Vol. 29, p. 2679.

[15] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, and D. Umstadter, *Physical Review Letters* **(2000)**, Vol. 84, pp. 4108–4111.

[16] E. L. Clark, K. Krushelnick, J. R. Davies, M. Zepf *et al.*, *Physical Review Letters* **(2000)**, Vol. 84, pp. 670–673.

[17] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan *et al.*, *Physical Review Letters* **(2000)**, Vol. 85, pp. 2945–2948.

[18] A. J. Mackinnon, Y. Sentoku, P. K. Patel, D. W. Price *et al.*, *Physical Review Letters* **(2002)**, Vol. 88, art. no. 215006.

[19] M. Kaluza, J. Schreiber, M. I. K. Santala, G. D. Tsakiris *et al.*, *Physical Review Letters* **(2004)**, Vol. 93, art. no. 045003.

[20] A. Macchi, M. Borghesi, and M. Passoni, *Review of Modern Physics* **(2013)**, Vol. 85, p. 751.

[21] J. H. Bin, W. J. Ma, K. Allinger, H. Y. Wang *et al.*, *Physics of Plasmas* **(2013)**, Vol. 20, art. no. 073113.

[22] M. Borghesi, A. J. Mackinnon, D. H. Campbell, D. G. Hicks *et al.*, *Physical Review Letters* **(2004)**, Vol. 92, art. no. 055003.

[23] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, A. Ravasio, T. Vinci *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **(2005)**, Vol. 47, p. B441.

[24] M. Roth, T. E. Cowan, M. H. Key, S. P. Hatchett *et al.*, *Physical Review Letters* **(2001)**, Vol. 86, p. 436.

[25] S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, V. S. Khoroshkov, A. V. Kuznetsov *et al.*, *Physics Letters A* **(2002)**, Vol. 299, pp. 240–247.

[26] P. K. Patel, A. J. Mackinnon, M. H. Key, T. E. Cowan *et al.*, *Physical Review Letters* **(2003)**, Vol. 91, art. no. 125004.

[27] J. J. Honrubia, J. C. Fernandez, M. M. Temporal, B. M. Hegelich *et al.*, *Physics of Plasmas* **(2009)**, Vol. 16, art. no. 102701.

[28] K. W. D. Ledingham, P. R. Bolton, N. Shikazono, and C. M. Charlie Ma, *Applied Sciences* **(2014)**, Vol. 4, pp. 402–443.

[29] G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, *Review of Modern Physics* **(2006)**, Vol. 78, p. 309.

[30] T. Ceccotti, V. Floquet, A. Sgattoni, A. Bigongiari *et al.*, *Physical Review Letters* **(2013)**, Vol. 111, art. no. 185001.

[31] J. Psikal, J. Limpouch, S. Kawata, and A. A. Andreev, *Czechoslovak Journal of Physics* **(2006)**, Vol. 56, p. B515.

[32] C. S. Brady and T. D. Arber, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **(2011)**, Vol. 53, art. no. 015001.

[33] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, Institute of Physics Publishing, Philadelphia **(1991)**.

[34] G. Kulcsar, D. AlMawlawi, F. W. Budnik, P. R. Herman *et al.*, *Physical Review Letters* **(2000)**, Vol. 84, pp. 5149–5152.

[35] T. Nishikawa, H. Nakano, K. Oguri, N. Uesugi *et al.*, *Journal of Applied Physics* **(2004)**, Vol. 96, p. 7537.

[36] H. A. Sumeruk, S. Kneip, D. R. Symes, I. V. Churina *et al.*, *Physical Review Letters* **(2007)**, Vol. 98, art. no. 045001.

[37] Y. Nodera, S. Kawata, N. Onuma, J. Limpouch *et al.*, *Physical Review E* **(2008)**, Vol. 78, art. no. 046401.

[38] O. Klimo, J. Psikal, J. Limpouch, J. Proska *et al.*, *New Journal of Physics* **(2011)**, Vol. 13, art. no. 053028.

[39] P. P. Rajeev, P. Taneja, P. Ayyub, A. S. Sandhu *et al.*, *Physical Review Letters* **(2003)**, Vol. 90, art. no. 115002.

[40] B. N. Breizman, A. V. Arefiev, and M. V. Fomytskyi, *Physics of Plasmas* **(2005)**, Vol. 12, art. no. 056706.

[41] H. A. Sumeruk, S. Kneip, D. R. Symes, I. V. Churina *et al.*, *Physics of Plasmas* **(2007)**, Vol. 14, art. no. 062704.

[42] V. Floquet, O. Klimo, J. Psikal, A. Velyhan *et al.*, *Journal of Applied Physics* **(2013)**, Vol. 114, art. no. 083305.

[43] D. Margarone, O. Klimo, I. J. Kim, J. Prokupek *et al.*, *Physical Review Letters* **(2012)**, Vol. 109, art. no. 234801.

[44] J. Kepler, *De cometis libelli tres*, Augustae Vindelicorum [Augsburg] : typis Andrae Apergeri; sumptibus Sebastiani Mylii, Augsburg **(1619)**.

[45] O. Klimo, J. Psikal, J. Limpouch, and V. Tikhonchuk, *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* **(2008)**, Vol. 11, art. no. 031301.

[46] A. Macchi, S. Veghini, and F. Pegoraro, *Physical Review Letters* **(2009)**, Vol. 103, art. no. 085003.

[47] B. Qiao, M. Zepf, P. Gibbon, M. M. Borghesi *et al.*, *Physics of Plasmas* **(2011)**, Vol. 18, art. no. 043102.

[48] F. Pegoraro and S. V. Bulanov, *Physical Review Letters* **(2007)**, Vol. 99, art. no. 065002.

[49] A. Henig, S. Steinke, M. Schnurer, T. Sokollik *et al.*, *Physical Review Letters* **(2009)**, Vol. 103, art. no. 245003.

[50] E. d'Humieres, E. Lefebvre, L. Gremillet, and V. Malka, *Physics of Plasmas* **(2005)**, Vol. 12, art. no. 062704.

[51] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, K. J. Bowers *et al.*, *Physics of Plasmas* **(2007)**, Vol. 14, art. no. 056706.

Ing. Ondřej Klimo, Ph.D.

Narozen:	21. dubna 1980, Praha, ČR
Email:	ondrej.klimo@fjfi.cvut.cz

Pracovní zkušenosti

2012 – dosud	Vědecký pracovník oddělení experimentálních programů Beamlines, Fyzikální ústav, AV ČR, v.v.i.
2010 – dosud	Odborný asistent na katedře fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze
2005 – 2010	Vědecký pracovník na katedře fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze

Odborné zkušenosti a vědecká činnost

2012 – dosud	Studium procesů při ultra-vysokých intenzitách laserového záření
2011 – dosud	Paralelní výpočty na superpočítačích, GENCI, IT4Innovations
2010 – dosud	Účast na přípravě experimentů urychlování iontů v CEA Saclay (nejprve v rámci projektu MŠMT Barrande, později v rámci dvou projektů LaserLab)
2009 – dosud	Výzkum nelineárních procesů v laserové interakci v inerciální fúzi
2008 – dosud	Simulace urychlování elektronů a iontů v laserové interakci s terči
2005 – 2010	Tři vědecké tříměsíční stáže v ústavu CELIA v Bordeaux ve Francii, teoretické studium a počítačové simulace související s novými způsoby zapálení inerciální termojaderné fúze
2005 – 2007	Studium K-α záření z laserem ozařovaných terčů

Vzdělání

2012 – dosud	Bc. studium, přerušeno po 2. ročníku, Masarykův ústav vyšších studií, ČVUT v Praze, studijní program: Specializace v pedagogice
2003 – 2007	Ph.D., Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze Doktorské studium na KFE, obor: Fyzikální inženýrství
1998 – 2003	Ing., Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, ČVUT v Praze Magisterské studium na KFE (2000-2003), obor: Informatická fyzika

Pedagogická činnost

2007 – dosud **výuková činnost na FJFI**
nově zavedené přednášky: *Základy fyziky laserového plazmatu, Fyzika inerciální fúze*
další přednášky: *Zpracování signálů a dat, Metody počítačové fyziky*
cvičení: *Numerické metody*

2008 – dosud **vedení studentů**
5 v bakalářském studiu (zatím 4 obhájené práce)
5 v magisterském studiu (zatím 4 obhájené práce)
4 v doktorském studiu

Publikační činnost

3 vyzvané přednášky na mezinárodních konferencích
počet citací podle WOS: 500 (427 bez autocitací)
články v impaktovaných časopisech: 29
články ve sbornících: 26
H-index:12

Vybrané publikace v posledních 3 letech

2014 O. Klimo, J. Psikal, V. T. Tikhonchuk and S. Weber
Two-dimensional simulations of laser-plasma interaction and hot electron generation in the context of shock-ignition research
Plasma Phys. Control. Fusion **56**, art. no. 055010, 2014.

2013 O. Klimo and V. T. Tikhonchuk
Laser-plasma interaction studies in the context of shock ignition: the regime dominated by parametric instabilities
Plasma Phys. Control. Fusion **55**, art. no. 095002, 2013.

T. Ceccotti, V. Floquet, A. Sgattoni, A. Bigongiari, O. Klimo *et al.*
Evidence of Resonant Surface-Wave Excitation in the Relativistic Regime through Measurements of Proton Acceleration from Grating Targets
Physical Review Letters **111**, art. no. 185001, 2013.

2012 D. Margarone, O. Klimo, I. J. Kim, J. Prokupek, J. Limpouch *et al.*
Laser-Driven Proton Acceleration Enhancement by Nanostructured Foils
Physical Review Letters **109**, art. no. 234801, 2012.

Ocenění

2014 Cena rektora prvního stupně za vynikající vědecký výsledek
2011 Cena rektora prvního stupně za vynikající vědecký výsledek
2010 Cena Milana Odehnala, Česká fyzikální společností, 3. místo
2008 Cena rektora prvního stupně za vynikající doktorskou práci