

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

**Modelování absorpce
laserového záření v plazmatu**
Výzkumný úkol

Autor práce: **Bc. Jan Velechovský**
Vedoucí: **doc. Ing. Richard Liska, CSc.**
Školní rok: **2009/2010**

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu.

Praha, 7. 7. 2010

Jan Velechovský

Poděkování

Rád bych zde poděkoval vedoucímu mé práce doc. Ing. Richardu Liskovi, CSc. za jeho čas věnovaný konzultacím k této práci a také za všechny rady a informace při nich získané. Práce byla podpořena grantem SGS ČVUT OHK4-034/10, výzkumný záměr MSM 6840770022.

Jan Velechovský

Název práce: **Modelování absorpce laserového záření v plazmatu**

Autor: Jan Velechovský

Obor: Inženýrská informatika

Druh práce: Výzkumný úkol

Vedoucí práce: doc. Ing. Richard Liska, CSc.

Katedra fyzikální elektroniky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Abstrakt

Hlavním cílem práce je návrh a implementace algoritmu modelu trasování paprsků v laserovém plazmatu. Práce se zabývá jak šířením záření, tak jeho útlumem. Hlavními mechanismy deponování energie laseru jsou inverzní brzdné záření a rezonanční absorpce. Soustředíme se na praktickou implementaci této metody v hydrodynamickém kódu na dvoudimenzionální Lagrangeovské síti. Získanými prostředky simulujeme problém interakce intenzivního laserového záření s masivním hliníkovým terčíkem a dvojitou fólií. Také zkoumáme kolmý a šikmý dopad záření na tenkou fólii.

Klíčová slova: trasování paprsků, absorpce, laserové plasma, ALE

Title: **Modelling of laser radiation absorption in plasma**

Author: Jan Velechovský

Abstract

The main goal of the report is the design and implementation of ray tracing algorithm in a laser-produced plasma. The report deals with both electromagnetic laser field propagation and attenuation. The main deposition mechanism of the laser energy are inverse bremsstrahlung and resonant absorption. We focus on the practical implementation of this radiation absorption method in hydrodynamical code using two-dimensional Lagrangian grid. Implemented facilities are used to model the interaction of the intense laser beam with the massive aluminium and double-foil target. Orthogonal and oblique laser incidence on the thin foil target is also inspected.

Keywords: ray tracing, absorption, laser plasma, ALE

Obsah

Úvod	1
1 Záření v plasmatu při zanedbání srážek	3
1.1 Prostředí s konstantním směrem gradientu indexu lomu	4
1.2 Paprsková rovnice	6
1.2.1 Řešení paprskové rovnice	6
1.2.2 Porovnání modelu s přímou integrací	8
2 Absorpce energie v laserovém plasmatu	11
2.1 Inverzní brzdné záření	11
2.2 Rezonanční absorpce	13
3 Modelování absorpce na Lagrangeovské síti	17
3.1 Geometrie simulace	17
3.2 Absorpce na kritické ploše	18
3.3 Absorpce popsaná modelem trasování paprsků	20
4 Numerické testy a výsledky	25
4.1 Parametry simulace	25
4.2 Kolmý dopad záření na masivní terčik	25
4.2.1 Základní frekvence laseru, poloměr fokusu 100 μm	26
4.2.2 Základní frekvence laseru, poloměr fokusu 40 μm	27
4.2.3 Třetí harmonická frekvence, poloměr fokusu 100 μm	28
4.2.4 Třetí harmonická frekvence, poloměr fokusu 40 μm	28
4.2.5 Podíl absorbované k odražené energii	29
4.3 Dvě rovnoběžné fólie	31
4.4 Tenká fólie – kolmý a šikmý dopad záření	33
4.4.1 Model absorpce na kritické ploše	34
4.4.2 Model absorpce s trasováním paprsků	36
Závěr	39
Literatura	41

Úvod

Numerické modelování fyzikálních procesů je mocným nástrojem moderní fyziky. Přestože matematický aparát vždy popisuje stav a vývoj systému pouze v jistém přiblížení, je nalezení analytických řešení ve skutečném komplexním fyzikálních systémech nemožné. K získání řešení je nutné navrhnou příslušné numerické postupy a modelovat tyto procesy za použití výpočetní techniky.

V této práci se zabýváme modelováním interakce záření výkonového pulsního laseru s hmotou. Tu v našem případě představuje terčik, který se vlivem absorbované energie záření rychle ohřívá a ze kterého expanduje plasma v koruně proti směru dopadajícího záření. Cílem práce je modelování absorpce energie laserového záření ve vzniklém plasmatu.

Tento text navazuje na mou bakalářskou práci [1] shodného názvu. V ní byla popsána základní fyzika interakce a představeny jednoduché modely absorpce v 1D a ve 2D. Zde zmíněný proces interakce laserového záření s plasmatem popíšeme důkladněji, a to jak z hlediska směru šíření záření, tak i útlumu. Soustředíme se na nanosekundové laserové pulsy s frekvencí ve viditelném, případně blízkém infračerveném spektru, s maximální intenzitou řádově 10^{16} W/cm². Představíme zde realističtější numerický model založený na sledování trajektorií jednotlivých paprsků laserového záření, navrhne jeho implementaci a provedeme několik simulací pro srovnání.

Pro popis šíření laserového pole v plasmatu používáme přiblížení geometrické optiky, které zanedbává jeho vlnové vlastnosti. Požadujeme tedy, aby charakteristické rozměry plasmatu byly velké ve srovnání s vlnovou délkou záření. Uvažovanými mechanismy deponování energie v plasmatu jsou inverzní brzdné záření a rezonanční absorpce. Poznamenejme, že se v této práci zabýváme laserovým zářením pouze jako zdrojem energie, který plasma ohřívá, a neuvažujeme přímý vliv záření na částice plasmatu reprezentovaný například ponderomotorickou silou.

Rychlost laserového záření je nesrovnatelně vyšší než rychlost pohybu vlastního plasmatu a vzhledem k jeho rozměrům ji můžeme považovat za nekonečnou, tj. neuvažovat časovou změnu intenzity podél trajektorie paprsku. Tyto předpoklady nám umožňují řešit šíření záření a absorpci energie laseru v každém časovém kroku simulace nezávisle na vývoji plasmatu, vycházíme tedy pouze z aktuálních hodnot veličin na dané časové hladině. Jak už bylo naznačeno, problém interakce laseru s plasmatem si rozdělíme jednak na hledání optické dráhy, a pak na popis útlumu záření podél této trajektorie. Obsah práce si nyní popíšeme podrobněji.

První kapitola se zabývá šířením elektromagnetického záření v plasmatu. Kromě základních disperzních vztahů pro plasma se zde zabýváme paprskovou rovnicí a jejím numerickým řešením, které použijeme pro ověření přesnosti použitého modelu trasování paprsků předpokládajícího konstantní hodnoty parametrů v buňkách.

Ve druhé kapitole popisujeme hlavní mechanismy absorpce pro zvolené parametry laseru. Jedná se jednak o inverzní brzdné záření způsobující úbytek energie podél celé trajektorie paprsku. V blízkosti kritické hustoty při vhodné polarizaci dále připouštíme přenos energie záření do plasmové vlny, která je blíže nespecifikovaným způsobem utlumena a tím předává svou energii částicím plasmatu.

Ve třetí části popisujeme především algoritmus absorpce s trasováním paprsků a navrhujeme jeho implementaci na logicky ortogonální čtyřúhelníkové síti do kódu PALE [7, 8]. Zabýváme se zde výpočtem divergence intenzity záření v buňkách, která představuje zdrojový člen třetí Eulerovy rovnice pro energii. Připomeňme, že zákony zachování ve formě Eulerových rovnic tvoří základ všech hydrodynamických simulací.

Poslední kapitola je pak zaměřena na testování modelu trasování paprsků pomocí zmíněného kódu. Jedná se o kolmý dopad záření na masivní hliníkový terčik, dále na dvojici rovnoběžných fólií a nakonec porovnáváme kolmý a šikmý dopad záření na tenkou fólii.

Kapitola 1

Záření v plasmatu při zanedbání srážek

V této kapitole se budeme zabývat vlivem plasmatu na směr šíření elektromagnetického pole. Po připomenutí základních vlastností plasmatu se zaměříme na paprskovou rovnici, popisující šíření záření v přiblížení geometrické optiky, a na její numerické řešení. Úvodní odstavec věnujeme použité soustavě jednotek.

Všechny uváděné vzorce jsou formulovány v soustavě CGS, jejíž základními jednotkami jsou centimetr, gram a sekunda. Tato soustava je ve fyzice plasmatu často používána. Výjimkou je pouze teplota v elektronvoltech (eV). Vybrané fyzikální konstanty tak nabývají hodnot uvedených v tabulce 1. Při prezentování výsledků se

fyzikální konstanta	značka	hodnota a jednotka
Boltzmannova k.	k_B	$1.602 \cdot 10^{-12}$ erg/eV
redukováná Planckova k.	\hbar	$1.055 \cdot 10^{-27}$ erg·s
náboj elektronu	e	$4.803 \cdot 10^{-10}$ statC
hmotnost elektronu	m_e	$9.109 \cdot 10^{-28}$ g
rychlost světla ve vakuu	c	$2.998 \cdot 10^{10}$ cm/s

Tabulka 1.1: Fyzikální konstanty použité v této práci.

pak přidržíme konvencí a přejdeme pro energii k jednotce $1 \text{ J} = 1 \cdot 10^7 \text{ erg}$ a pro intenzitu laserového záření použijeme W/cm^2 .

Nejjednodušší model vychází ze znalosti šíření elektromagnetického pole o úhlové frekvenci ω plasmatem popsaným disperzním vztahem

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2, \quad (1.1)$$

kde c je fázová rychlost světla, \vec{k} vlnový vektor a ω_p plasmová frekvence, tedy frekvence elektrostatických oscilací elektronů ve studeném plasmatu. Pro plasma s hustotou elektronů n_e hmotnosti m_e o náboji e použijeme vztah [3]

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \quad [\text{s}^{-1}]. \quad (1.2)$$

Rovnice (1.1) nám určuje jistou kritickou frekvenci ω_k , tedy úhlovou frekvenci pro kterou se $\omega = \omega_p \rightarrow \vec{k} = 0$ a tudíž se pole plasmatem nemůže šířit. Jelikož je plasmová frekvence ω_p závislá na hustotě volných elektronů n_e , můžeme uvažovat, že pro pevnou frekvenci se elektromagnetické pole v plasmatu šíří pouze pro hustotu elektronů nižší (tuto budeme nazývat podkritickou) než je jistá hraniční hustota n_e^{crit} , daná rovností $\omega = \omega_p$. Uvážením $\omega = 2\pi f = 2\pi c/\lambda$, kde f je frekvence, c rychlost a λ vlnová délka světla ve vakuu dostáváme rovnost

$$\left(\frac{2\pi c}{\lambda}\right)^2 = \frac{4\pi e^2 n_e^{\text{crit}}}{m_e}$$

definující kritickou hustotu volných elektronů n_e^{crit} , tedy

$$n_e^{\text{crit}} = \frac{m_e \pi c^2}{e^2 \lambda^2} \quad [\text{cm}^{-3}]. \quad (1.3)$$

Docházíme tedy k závěru, že v prvním přiblížení se elektromagnetické pole šíří plasmatem pouze pro hustoty nižší než je hustota daná rovnicí (1.3). Tento model v sobě nezahrnuje žádné disipativní procesy a tedy ani žádnou absorpci. Ta se přidává „uměle“, a to nejčastěji jako pohlcení předem zadaná částí energie v oblasti nejvyšší hustoty plasmatu, tedy na kritické ploše. Ve skutečnosti se však záření v plasmatu s rostoucí hustotou ohýbá a vrací se zpět dříve než dospěje ke kritické ploše. Tento proces si podrobněji popíšeme v následující části. Uvažování srážkových procesů nám pak umožní přirozeně zavést koeficient absorpce podél optické dráhy paprsků záření. Připomeňme ještě, že disperzní vztah (1.1) je svázán s permitivitou

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{n_e^{\text{crit}}} \quad (1.4)$$

jež definuje index lomu n a index útlumu χ pomocí vztahů

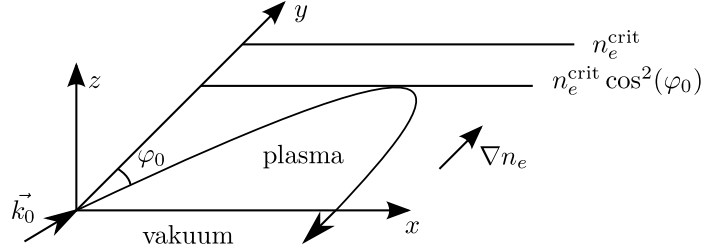
$$n = \Re(\sqrt{\epsilon}) \text{ a } \chi = \Im(\sqrt{\epsilon}). \quad (1.5)$$

1.1 Prostředí s konstantním směrem gradientu indexu lomu

Bez ohledu na konkrétní směr šíření plasmatem ukážeme, že pro šikmo dopadající záření v prostředí s konstantním směrem gradientu hustoty existuje jistá hranice indexu lomu $n_{\text{crit eff}}$ a tedy i hustoty plasmatu, za kterou se již záření nešíří.

1.1. PROSTŘEDÍ S KONSTANTNÍM SMĚREM GRADIENTU INDEXU LOMU5

Zvolme osu y ve směru gradientu hustoty volných elektronů¹ n_e a osu x tak, aby se vlnový vektor \vec{k} dopadajícího záření nacházel v rovině xy . Hranice plazmatu



Obrázek 1.1: Šíření laserového záření v prostředí s konstantním směrem gradientu hustoty.

je dána rovinou $y = 0$ a úhel počátečního odklonu vlnového vektoru na této hranici \vec{k}_0 od osy y označme φ_0 .

Dopadající elektromagnetickou vlnu si rozložíme na dvě vlny ve směrech os x a y s příslušnými vlnovými vektory \vec{k}_x a \vec{k}_y , platí tedy $\vec{k} = (k_x, k_y, 0)$, kde $k_x = \frac{\omega}{c} \sin(\varphi)$ a $k_y = \frac{\omega}{c} \cos(\varphi)$. Disperzní vztah (1.1) pak přejde na tvar

$$\omega^2 = \omega_p^2 + (k_x^2 + k_y^2) c^2.$$

Hustota volných elektronů závisí pouze na y , a proto bude k_x rovno konstantě² $k_x = \frac{\omega}{c} \sin(\varphi_0)$, zatímco k_y zůstává funkcí y . K odrazu laseru dochází na ploše kde $k_y = 0$. Obdobně jako v předcházejícím textu tedy určíme kritickou frekvenci ω_{crit} položením $k_y = 0$

$$\begin{aligned} \omega_{\text{crit}}^2 &= \omega_p^2 + (k_x^2 + 0^2) c^2 \\ \omega_{\text{crit}}^2 &= \omega_p^2 + \left(\frac{\omega}{c} \sin \varphi_0\right)^2 c^2 \\ \omega_{\text{crit}}^2 (1 - \sin^2 \varphi_0) &= \omega_p^2 \\ \omega_{\text{crit}}^2 &= \frac{\omega_p^2}{\cos^2 \varphi_0} \quad [\text{s}^{-1}]. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Z výrazu (1.6) je vidět, že kritická frekvence je dána nejen parametry plazmatu, tj. plasmovou frekvencí ω_p , ale také úhlem dopadu záření. Obdobně jako v (1.2) můžeme tedy zavést efektivní kritickou hustotu volných elektronů $n_e^{\text{crit eff}}$, která je funkcí vlnové délky laserového záření ve vakuu λ a úhlu dopadu φ_0 záření vzhledem ke směru gradientu hustoty volných elektronů plazmatu (1.3).

$$n_e^{\text{crit eff}} = n_e^{\text{crit}} \cos^2 \varphi_0 = \frac{m_e \pi c^2}{e^2 \lambda^2} \cos^2 \varphi_0 \quad [\text{cm}^{-3}]. \quad (1.7)$$

¹přesněji řečeno ve směru gradientu indexu lomu, tyto hodnoty jsou však spolu svázány vztahem (1.4), tedy $n^2 \approx 1 - \frac{n_e}{n_e^{\text{crit}}}$, a proto si směr jejich gradientu pro zjednodušení dovolíme zaměňovat

²Na tento vztah můžeme také nahlížet jako na zákon zachování momentu hybnosti fotonu ve směru osy y [9].

Index lomu n v místě odrazu paprsku, tedy tam kde $n_e = n_e^{\text{crit eff}}$ získáme kombinací vztahů (1.4), (1.5) a (1.7).

$$n = \Re(\sqrt{\epsilon}) = \Re\left(\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_e^{\text{crit}}}}\right) = \Re\left(\sqrt{1 - \frac{n_e^{\text{crit}} \cos^2 \varphi_0}{n_e^{\text{crit}}}}\right) = \sin \varphi_0.$$

Tento vztah použijeme na obrázcích 1.2 a 1.3 k ověření numericky napočítaných trajektorií paprsků.

1.2 Paprsková rovnice

Důležitým prvkem při popisu elektromagnetického laserového pole v plasmatu je směr jeho šíření. Ten je v přiblížení geometrické optiky v prostředí popsaném indexem lomu n dán paprskovou rovnicí [4]

$$\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \nabla n, \quad (1.8)$$

kde \vec{r} popisuje optickou dráhu a $\frac{d}{ds}$ derivaci podél této trajektorie. Pro numerický výpočet si dopadající laserové záření rozdělíme na svazek nezávislých a vzájemně se neovlivňujících paprsků, jejichž trajektorie budeme na základě rovnice (1.8) hledat.

1.2.1 Řešení paprskové rovnice

Naším cílem je na základě rovnice (1.8) určit trajektorii pro jednotlivé paprsky. Okrajová podmínka, tedy počáteční rozložení a směry paprsků jsou dány na základě vlastností laserového svazku dopadajícího na terčik. Předpokládejme, že je dán průsečík paprsku s hranicí výpočetní sítě kde paprsek vstupuje a že známe jeho směr.

Analytické řešení je možné pouze v několika speciálních případech, pro obecné případy je nutné použití numerických metod. Na úvod ukažme použití explicitní Runge–Kuttovy metody 4. řádu pro tento okrajový problém. To ovšem vyžaduje přepsat rovnici (1.8) na systém obyčejných diferenciálních rovnic prvního řádu. Uvažujme jednotkový vektor ve směru šíření paprsku [14]

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta), \quad (1.9)$$

kde θ je úhel odklonu paprsku od svislé osy z a ϕ je azimut paprsku, tedy odklon od osy x v rovině xy . Substitucí do rovnice (1.8), tj. náhradou derivace

$$\frac{d}{ds} = \frac{d\theta}{ds} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{d\phi}{ds} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{dn}{ds} \frac{\partial}{\partial n}$$

dostaneme

$$\begin{aligned}\frac{\partial n}{\partial x} &= n \cos \theta \cos \phi \frac{d\theta}{ds} - n \sin \theta \sin \phi \frac{d\phi}{ds} + \sin \theta \cos \phi \frac{dn}{ds} \\ \frac{\partial n}{\partial y} &= n \cos \theta \sin \phi \frac{d\theta}{ds} + n \sin \theta \cos \phi \frac{d\phi}{ds} + \sin \theta \sin \phi \frac{dn}{ds} \\ \frac{\partial n}{\partial z} &= -n \sin \theta \frac{d\theta}{ds} + \cos \theta \frac{dn}{ds}.\end{aligned}$$

Z těchto rovnic eliminujeme členy $\frac{dn}{ds}$, tj. ze třetí si vyjádříme

$$\frac{dn}{ds} = \frac{1}{\cos \theta} \left[\frac{\partial n}{\partial z} + n \sin \theta \frac{d\theta}{ds} \right],$$

dosadíme do zbývajících dvou a ty vyřešíme vzhledem k $\frac{d\theta}{ds}$ a $\frac{d\phi}{ds}$. Za použití rovnic (1.9) pak zkompletujeme následující systém, jehož numerické řešení použijeme pro srovnání s námi použitou metodou, detailně popsanou ve třetí kapitole.

$$\begin{aligned}\frac{dx}{ds} &= \sin \theta \cos \phi \\ \frac{dy}{ds} &= \sin \theta \sin \phi \\ \frac{dz}{ds} &= \cos \theta \\ \frac{d\theta}{ds} &= \frac{\cos \theta}{n} \left[\cos \phi \frac{\partial n}{\partial x} + \sin \phi \frac{\partial n}{\partial y} \right] - \frac{\sin \theta}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \\ \frac{d\phi}{ds} &= \frac{1}{n \sin \theta} \left[\cos \phi \frac{\partial n}{\partial y} - \sin \phi \frac{\partial n}{\partial x} \right]\end{aligned}\tag{1.10}$$

Pro zjednodušení se v následujícím textu omezíme na řešení ve dvou dimenzích. Položením $\phi = \pi$ z rovnic (1.10) po zjednodušení značení $\frac{d}{ds} = \dot{}$ získáme soustavu popisující optickou dráhu paprsku v rovině yz .

$$\begin{aligned}\dot{y} &= \sin \theta \\ \dot{z} &= \cos \theta \\ \dot{\theta} &= \frac{1}{n} \left[\cos \theta \frac{\partial n}{\partial y} - \sin \theta \frac{\partial n}{\partial z} \right]\end{aligned}\tag{1.11}$$

Naproti tomu pro určení absorpce na čtyřúhelníkové výpočetní síti předpokládejme konstantní hodnoty indexu lomu v buňkách výpočetní sítě se skoky na hranách buněk. Analytické řešení paprskové rovnice (1.8) v buňkách je jednoduché, pro $n = \text{konst.}$ dostáváme

$$\begin{aligned}\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) &= 0 \\ n \frac{d\vec{r}}{ds} &= \vec{a} \\ \vec{r} &= \vec{a}x + \vec{b},\end{aligned}$$

kde $x = s/n$ je parametr přímky a \vec{a} , \vec{b} jsou konstantní vektory. Paprsky se tedy za daných předpokladů pohybují v buňkách po přímkách. Na hranách buněk se skokem indexu lomu přejdeme od paprskové rovnice ke Snellovu zákonu popisujícímu lom paprsku

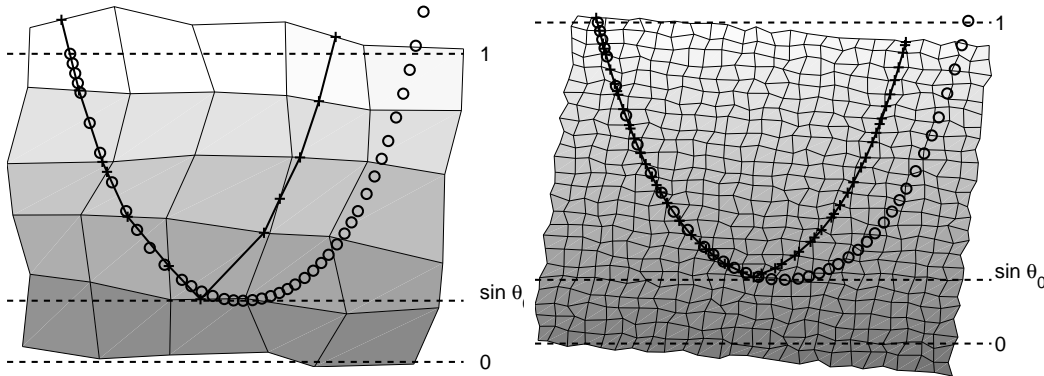
$$\frac{n_{\text{in}}}{n_{\text{out}}} = \frac{\sin(\varphi_{\text{out}})}{\sin(\varphi_{\text{in}})},$$

kde n_{in} značí index lomu v buňce odkud paprsek vstupuje na rozhraní pod úhlem φ_{in} k normále rozhraní. Obdobně index n_{out} značí hodnoty v následující buňce. Trajektorie paprsků určíme z počátečního směru dopadu paprsků tak, že postupně na každé hraně výpočetní sítě, na kterou paprsek dorazí, počítáme jejich průsečík a také lom paprsku v závislosti na parametrech plasmatu v daném místě.

1.2.2 Porovnání modelu s přímou integrací

Provedeme porovnání výsledků námi zvolené metody, předpokládající konstantní hodnoty parametrů v buňkách výpočetní sítě se skoky veličin na hranicích buněk spojené s lomem paprsků, s přímou integrací paprskové rovnice pomocí Runge–Kuttovy metody. Zvolíme si jednoduchý případ, kdy uvažujeme šíření záření pouze v rovině yz a index lomu závislý pouze na z .

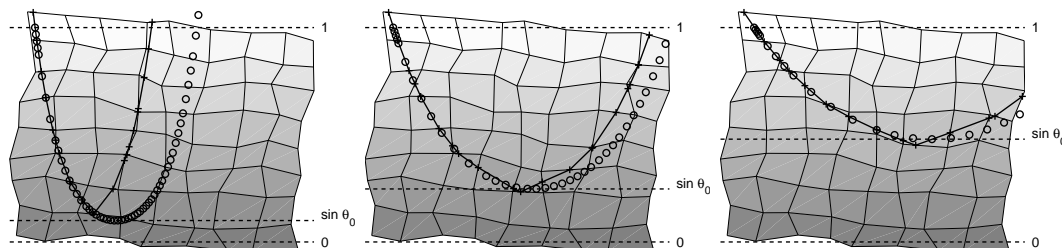
Pro lineární závislost indexu lomu $n = Cz$ přejdou rovnice (1.11) na $\dot{y} = \sin \theta$, $\dot{z} = \cos \theta$, $\dot{\theta} = -\frac{\sin \theta}{z}$ a jejich numerické řešení (vykresleno pomocí kroužků) je na obrázku 1.2 spolu s řešením na výpočetní síti (plná čára), jehož detailní popis je ve třetí kapitole. Odstín šedi a čárkovaná čára udávají index lomu v buňkách.



Obrázek 1.2: Šíření paprsků pro dvě různě jemné sítě. Úhel dopadu $\theta_0 = 0.2$ rad. Lineární profil indexu lomu. Přímé řešení paprskové rovnice znázorněno pomocí kroužků, řešení na výpočetní síti pak plnou čarou spolu s průsečíky paprsku s hranami sítě.

Z obrázků 1.2 a 1.3 je možné nahlédnout, že námi zvolená metoda, uvažující konstantní index lomu v buňkách výpočetní sítě a lom na hranicích, dává pro lineární průběh indexu lomu rozumné výsledky. Jsou přesné vzhledem k hloubce do které záření proniká, viz také začátek této kapitoly. Co se týká celkové optické dráhy paprsku, dochází k ostrému odrazu od plochy efektivní kritické hustoty. Tím je dráha

paprsku lehce modifikována ve srovnání s přímým řešením paprskové rovnice (znázorněno kroužky). Pro absorpci je naštěstí rozhodující právě hloubka průniku záření a tato odchylka ve tvaru trajektorie tedy nepředstavuje závažný problém pro použití tohoto modelu.



Obrázek 1.3: Šíření paprsků pro různé úhly dopadu — zleva $\theta_0 = 0.1, 0.25, 0.5$ rad. Lineární profil indexu lomu. Přímé řešení paprskové rovnice znázorněno pomocí kroužků, řešení na výpočetní síti pak plnou čarou spolu s průsečíky paprsku s hranami sítě.

Kapitola 2

Absorpce energie v laserovém plasmatu

Hlavním mechanismem absorpce laserové energie jsou pro námi volené parametry laseru (délka pulsu řádově stovky ps, intenzita 10^{15} W/cm²) srážkové procesy dané Coulombovskou interakcí částic plasmatu, tedy inverzní brzdné záření. V závislosti na geometrickém uspořádání experimentu se dále uplatňuje rezonanční absorpce, jejíž vliv je významný především pro větší vlnové délky v horkém plasmatu, kde inverzní brzdné záření přestává být efektivním. Zmíněné dva mechanismy absorpce si blíže představíme v následujícím textu.

2.1 Inverzní brzdné záření

Brzdným zářením nazýváme záření uvolněné ve formě fotonů při srážkách (Coulombovské interakci) nabytých částic mezi sebou. Historicky se jednalo o brzdění urychlených elektronů v poli iontů těžkých prvků za vzniku spojité části spektra rentgenového záření. Opačný proces, tedy pohlcení fotonu v důsledku interakce nabitých částic mezi sebou, pak nazýváme inverzní¹ brzdné záření.

Vyjdeme opět z modelu studeného plasmatu, kde uvažujeme pohyb elektronů na statickém pozadí tvořeném ionty. Na rozdíl od modelu v první části kapitoly navíc uvažujeme brzdění elektronů popsané srážkovou frekvencí ν_{ei} srážek s ionty. Rovnice pro pohyb jednoho elektronu hmotnosti m_e s nábojem e pod vlivem elektrického pole $\vec{E}_0 e^{-i\omega t}$ záření v plasmatu má tedy tvar

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + \nu_{ei} \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{e}{m_e} \vec{E}_0 e^{-i\omega t},$$

Jejím řešením získáme rovnice pohybu elektronu, tento pohyb způsobí polarizaci prostředí vedoucí na vztah pro permitivitu ϵ plasmatu [1]

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{ei}^2} + i \frac{\nu_{ei}}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{ei}^2}, \quad (2.1)$$

¹někdy také reverzní brzdné záření, z originálního „inverze/reverze bremsstrahlung“

ω_p značí plasmovou frekvenci, ω frekvenci laseru a ν_{ei} srážkovou frekvenci elektronů s ionty.

Při výpočtu srážkové frekvence ν_{ei} použijeme Spitzerovu formuli [2], která vychází z interakce elektronů s Maxwellovským rozdělením rychlostí s nehybnými ionty a neuvažuje vliv elektromagnetického pole laseru na tyto srážky. Toto přiblížení tedy nelze použít pro extrémně silná elektromagnetická pole, kde již rychlost oscilací elektronů v tomto poli není zanedbatelná vzhledem k jejich tepelné rychlosti. V takto silných polích se srážková frekvence stává funkcí intenzity elektrického pole laseru v daném místě. Jejím výpočtem se v této práci nezabýváme, neboť pro námi uvažované parametry laseru lze tento vliv, stejně jako vliv magnetické složky pole, zanedbat. Pro odstranění singularity pro $T_e \rightarrow 0$ doplníme do jmenovatele Fermiho energii $E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e)^{2/3}$ pro degenerovaný elektronový plyn, čímž získáme výsledný vztah

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi} Z^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{\sqrt{m_e} (k_B T_e + E_F)^{3/2}} \quad [\text{s}^{-1}], \quad (2.2)$$

kde $n_e = Z n_i$ představuje elektronovou hustotu, Z ionizaci, $n_i = \frac{\rho}{A m_p}$ iontovou hustotu, ρ hustotu látky, A atomové číslo, e náboj elektronu, m_e hmotnost elektronu, k_B Boltzmannovu konstantu, T_e elektronovou teplotu a $\ln \Lambda$ Coulombův logaritmus. Pro jeho určení používáme aproximační vzorec

$$\ln \Lambda = \max[2, \ln \sqrt{b_{max}^2 / b_{min}^2}],$$

kde $b_{max} = (k_B T_e / m_e)^{1/2} / \max[\omega_p, \omega]$ a $b_{min} = \max[Z e^2 / k_B T_e, \hbar / (k_B T_e / m_e)^{1/2}]$, \hbar značí redukovanou Planckovu konstantu, ω_p plasmovou frekvenci a ω frekvenci laserového záření.

Transport energie záření Q podél paprsku s určíme z rovnice

$$\frac{dQ}{ds} = -\kappa_{ib} Q,$$

kde za absorpční koeficient inverzního brzdného záření κ_{ib} klademe [9]

$$\kappa_{ib} = \frac{2\omega}{c} \Im(\sqrt{\epsilon}). \quad (2.3)$$

Permitivitu ϵ , respektive imaginární část z odmocniny, získáme ze vztahu (2.1), ω značí frekvenci laseru a c rychlost světla ve vakuu.

Energii absorbovanou vlivem inverzního brzdného záření ΔQ podél trajektorie s tedy určíme z počáteční energie Q_{in} jako

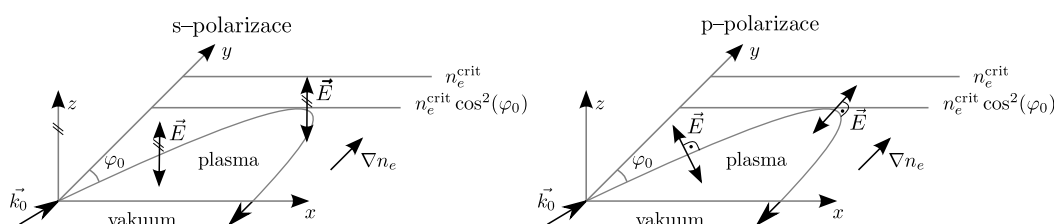
$$\Delta Q = Q_{in} - Q_{out} = Q_{in} \left(1 - e^{-\int \kappa_{ib} ds} \right), \quad (2.4)$$

kde integrace probíhá podél optické dráhy paprsku.

2.2 Rezonanční absorpce

Má-li dopadající laserové záření nenulovou složku vektoru intenzity elektrického pole ve směru gradientu hustoty plazmatu, pak evanescentní² elektrická vlna v oblasti kritické hustoty rezonančně vybudí plasmovou vlnu [13]. Plasmová frekvence, tedy frekvence oscilací elektronů kolem rovnovážné polohy v plazmatu, je rovna frekvenci laseru (a tedy i evanescentní vlny) právě v oblasti kritické plochy.

Demonstrujme tento jev na uspořádání shodném s obrázkem 1.1 v předchozí kapitole. Odlišme přitom dva případy lineární polarizace. V prvním, tzv. s-polarizace,



Obrázek 2.1: Schématické znázornění vektoru intenzity elektrického pole pro s, resp. p-polarizaci.

kmitá elektrické pole ve směru osy z a jeho složka ve směru gradientu hustoty je tedy nulová. Naopak pro p-polarizaci má složka z nulovou, směr v rovině xy je pak dán z kolmosti \vec{E} na směr šíření \vec{k} . V případě p-polarizace má tedy elektromagnetické pole v oblasti ohybu paprsku před kritickou hustotou nenulovou složku \vec{E} ve směru gradientu hustoty a dochází tedy k rezonančnímu vybudění plasmové vlny.

Konkrétními mechanismy útlumu takto vybuděné vlny se v této práci zabývat nebudeme. Rychlost jejího šíření je dána pouze tepelným pohybem částic a předpokládáme tedy její útlum v oblasti kritické hustoty kde vzniká. Při útlumu uvažujeme rovnoměrné zahřívání elektronů v plazmatu které nenaruší jejich Maxwellovské tepelné rozdělení. Ve skutečnosti se však ukazuje, že část energie vlny (opět v závislosti na intenzitě elektromagnetického pole v daném místě) je předávána především rychlejšími částicím. Distribuční funkce pro rychlostní rozdělení elektronů již není Maxwellovská, ale má druhý výrazný pík. Toto se často v hydrodynamických kódech ošetřuje zavedením speciálních částic, tzv. rychlých elektronů, jejichž transport je řešen nezávisle.

Předpokládáme-li lineární profil hustoty volných elektronů n_e v oblasti kritické plochy v plazmatu s charakteristickou délkou $L_{\text{char}} = n_e^{\text{crit}} / |\text{grad } n_e|^{\text{crit}}$, kde n_e^{crit} je kritická hustota volných elektronů, pak pro p-polarizaci získáme analytické řešení pro rezonančně absorbovanou energii ΔQ_{res} ve formě [13]

$$\Delta Q_{\text{res}} = Q_{\text{refl}} 18q \frac{F_{\text{Airy}}^3(q)}{|F'_{\text{Airy}}(q)|}, \quad \text{kde} \quad (2.5)$$

$$q = \left(\frac{\omega}{c} L_{\text{char}} \right)^{2/3} \sin^2(\varphi_{\text{in}}). \quad (2.6)$$

² Stacionární vlna v oblasti blízkého pole, jejíž intenzita exponenciálně klesá od hranice na které vznikla.

Q_{refl} značí energii paprsku v bodě obratu, F_{Airy} Airyho funkci a F'_{Airy} její derivaci, φ_{in} úhel mezi gradientem elektronové hustoty a dopadajícím paprskem, ω frekvenci laseru a c rychlost světla ve vakuu.

Pro zjednodušení výpočtu (abychom se vyhnuli opakovanému numerickému vyčíslování Airyho funkcí) uvedeme přibližné řešení pro malé, resp. velké úhly dopadu [15] a najdeme vhodnou aproximaci funkce definované vztahem (2.5). Pro malé úhly dopadu a tedy malý parametr q (definovaný v (2.6)) je řešení

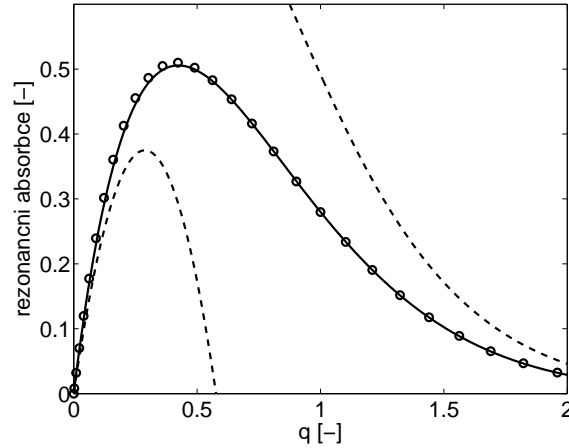
$$\frac{\Delta Q_{\text{res}}}{Q_{\text{refl}}} = aq\left(1 - \frac{2}{3}aq\right), \text{ kde } a = \left(\frac{2\pi}{3^{1/3}\Gamma(1/3)}\right)^2 \approx 2.6. \quad (2.7)$$

Naopak pro větší úhly, přesněji $q > 1$

$$\frac{\Delta Q_{\text{res}}}{Q_{\text{refl}}} = 2e^{-\frac{4}{3}q^{3/2}} - e^{-\frac{8}{3}q^{3/2}}. \quad (2.8)$$

Jako rozumnou aproximaci vztahu (2.5) nakonec použijeme

$$\frac{\Delta Q_{\text{res}}}{Q_{\text{refl}}} = q \frac{e^{-\frac{4}{3}q^{3/2}}}{q + 0.48} \pi/2. \quad (2.9)$$



Obrázek 2.2: Zlomek rezonančně absorbované energie pro p-polarizaci v závislosti na parametru q definovaném v (2.5). Přerušovaná čára značí analytická řešení pro malé (2.7) a velké (2.8) úhly, kolečka řešení (2.5) a plná čára použitou fitovací funkci (2.9).

Známe tedy jednak triviální popis rezonanční absorpce pro s-polarizaci, kde je složka \vec{E} ve směru gradientu hustoty nulová a nulová je i absorpce. Pro p-polarizaci je absorbovaná energie dána jako funkce energie paprsku v místě odrazu, úhlu pod jakým se odráží, charakteristické délky plasmatu a vlnové délky laseru, viz (2.5). Pokud uvažujeme cylindrickou symetrii při interakci pevného terčíku s laserovým

svazkem dopadajícím v ose symetrie z , pak je směr gradientu hustoty nezávislý na azimutálním úhlu ϕ v rovině xy a jeho projekce do této roviny má vždy radiální směr. Pro lineárně polarizovaný svazek tak ve směru kmitání vektoru elektrického pole \vec{E} dostáváme dvě oblasti odpovídající p-polarizaci, zatímco ve směru magnetické složky další dvě oblasti odpovídající s-polarizaci. Výsledná absorpce energie již tedy není cylindricky symetrická. Abychom tento problém vyřešili, můžeme uvažovat kruhovou polarizaci záření, či provést středování přes úhel ϕ . Výsledkem středování složky vektoru \vec{E} do radiálního směru dostáváme faktor $\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\sin \phi| d\phi = 2/\pi$, kterým budeme navíc násobit rezonanční absorpci ve vzorci (2.5) pro případ cylindrické symetrie. Na závěr shrňme, že maximální podíl rezonančně absorbované energie je tedy v případě cylindrické symetrie zhruba $0.5 \cdot 2/\pi \approx 32\%$ z energie paprsku, kterou nese při jeho ohybu blízko kritické plochy.

Kapitola 3

Modelování absorpce na Lagrangeovské síti

Při modelování šíření a útlumu laserového záření v plasmatu se budeme nadále pohybovat po logicky ortogonální čtyřúhelníkové síti. Přitom budeme předpokládat konvexnost buněk a také, aby objem každé buňky $V_c > 0$. Uvažujeme konstantní hodnoty všech skalárních parametrů (hustota, teplota, ionizace...) v buňkách se skoky na hranicích, v našem případě tedy na hranách buněk. Navíc předpokládáme válcovou symetrii experimentu, budeme se tedy pohybovat v cylindrických souřadnicích popsanych axiální osou z a radiální r .

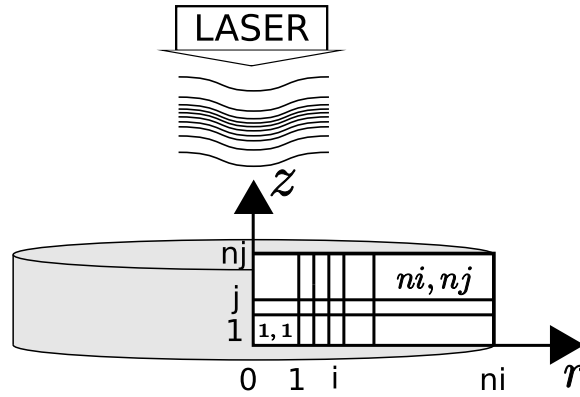
Celkovou geometrii simulace si popíšeme v následující části. Za ní následuje popis absorpce na kritické ploše a konečně i popis modelu trasování paprsků [5, 10] spolu s příslušným algoritmem a jeho pseudokód.

3.1 Geometrie simulace

Nechť simulace začíná na obdélníkové síti o ni buňkách ve směru radiální osy r orientované doprava a nj buňkách ve směru axiální osy z směřující nahoru. Buňky budeme označovat dvojicí čísel $[i, j]$, kde i udává polohu ve směru osy r a $i \in \{1, \dots, ni\}$, $j \in \{1, \dots, nj\}$. Uzly pak čísluje od 0 do ni , resp. nj , známe přitom jejich souřadnice $(r_{i,j}, z_{i,j})$. Laser, jakožto zdroj záření, je umístěn symetricky daleko nad terčíkem. Námí uvažované paprsky jsou tedy rovnoběžné s osou z a šíří se proti směru této osy.

Během simulace interakce intenzivního laserového záření s terčíkem očekáváme vznik plasmové korony. To znamená, že se naše původně obdélníková síť začne deformovat v podstatě libovolným způsobem, ovšem při nutnosti zachování požadovaných vlastností buněk.

Před samotným popisem si shrňme základní filosofii obou algoritmů. Připomeňme, že absorpci řešíme v každém časovém kroku simulace nezávisle. Vyjdeme ze



Obrázek 3.1: Náčrt geometrie simulace.

skutečnosti, že paprsky vstupují do buněk výpočetní sítě přes jejich vnější hrany. Přitom vždy uvažujeme případ, kdy je počet paprsků výrazně větší než počet buněk ve směru osy r a na každou buňku tedy připadá několik paprsků. Každý paprsek přitom nese určitou energii danou počátečním průběhem velikosti intenzity laserového záření $I(r, t)$ v prostoru a čase, šířkou paprsku d_r a časovým krokem Δt .

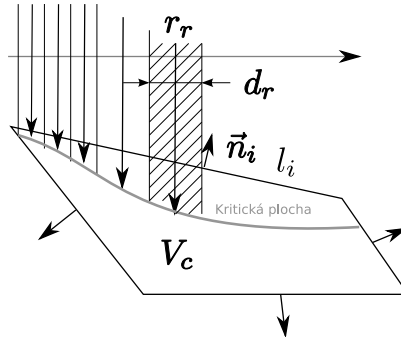
Pro každý paprsek vstupující do sítě budeme sledovat jeho trajektorii, tedy postup buňkami sítě. Při absorpci na kritice předpokládáme přímý pohyb paprsků a zajímá nás pouze to, kdy paprsek narazí na nadkritickou buňku, tedy na buňku s hustotou n_e větší než kritická hustota n_e^{crit} daná vzorcem (1.3). Naopak při modelu trasování paprsků nás budou zajímat konkrétní průřezy paprsků se sítí, ve kterých uvažujeme jejich lom. Z hodnot parametrů v buňkách podél paprsku postupně napočítáme jak útlum záření daný inverzním brzdným zářením, tak i rezonanční absorpci. Zmíněné postupy v následujícím popisu dále rozvedeme.

3.2 Absorpce na kritické ploše

Při hledání kritické plochy si rozložíme dopadající záření na přímé paprsky, v tomto modelu tedy neuvažujeme jejich lom. Poloha paprsku na ose r bude určena počátečním tvarem sítě a to tak, že na každou buňku ve směru osy r bude připadat zadaný počet paprsků. Takto pokryjeme dopadajícím zářením právě plochu námi uvažovaného terčíku.

Nejprve si důkladněji rozebereme absorpci energie paprsku v buňce. Ze zadaného průběhu intenzity v prostoru (například Gaussovský profil) určíme intenzity I_r připadající na jednotlivé paprsky. Ze šířky d_r paprsku na souřadnici r_r určíme přírůstek energie v nadkritické buňce o objemu V_c při uvážení cylindrických souřadnic podle [1]

$$\text{div } \vec{I} \approx \frac{1}{V_c} \sum_{k=1}^4 \vec{I}_k \cdot \vec{n}_k |l_k| \approx \frac{1}{V_c} \sum_{r=1}^N I_r d_r r_r, \quad (3.1)$$



Obrázek 3.2: Náčrtek k absorpci paprsků.

kde N představuje počet paprsků dopadajících na buňku, \vec{I}_k intenzitu na k -té hraně, l_k délku a \vec{n}_k normálu této hrany. Na viditelných (tedy vstupních pro záření) hranách buňky přejde skalární součin $\vec{I} \cdot \vec{n} |l|$ na součet součinů $I_r d_r$ pro jednotlivé paprsky (obr. 3.2), na ostatních hranách je již $\vec{I} = 0$ a člen r_r představuje Jakobián cylindrické transformace. Součin $I_r d_r r_r$ tedy představuje výkon nesený jedním paprskem na 1 radián mezikruží¹ $(r_r - d_r/2, r_r + d_r/2)$. Plocha mezikruží je totiž $\pi(r_1^2 - r_2^2) = \pi(r_1 - r_2)(r_1 + r_2) = \pi(d_r)(2r_r) = 2\pi d_r r_r$. Vztah (3.1) můžeme obecněji přepsat pro součet úbytků energie ΔQ_r podél jednotlivých paprsků za čas Δt

$$\operatorname{div} \vec{I} \approx \frac{1}{V_c} \sum_{r=1}^N I_r d_r r_r \approx \frac{1}{V_c} \sum_{r=1}^N \frac{\Delta Q_r}{\Delta t}. \quad (3.2)$$

Tento model absorpce na kritické ploše můžeme, při uvážení výsledků kapitoly 1.1, lehce modifikovat. Stále předpokládáme přímé rovnoběžné paprsky, avšak namísto vztahu (1.3) pro hustotu volných elektronů na kritické ploše použijeme rovnost (1.7) pro efektivní kritickou hustotu. Předpokládáme tedy, že na jistém okolí kritické plochy má gradient indexu lomu (a tedy i gradient hustoty volných elektronů) konstantní směr. Efektivní kritická hustota pak závisí na úhlu mezi tímto směrem gradientu a směrem paprsku. Směr paprsku je v daném modelu konstantní (proti směru osy z) a gradient hustoty určíme obdobně jako v modelu trasování paprsků podle vzorce (3.4) s následnou lineární interpolací z uzlů na vstupní hranu buňky.

Vylepšený model předpokládá absorpci energie paprsku v buňce, která splňuje následující podmínky:

1. Hustota volných elektronů v buňce je vyšší než efektivní kritická hustota (1.7).
2. Hustota všech buněk ve směru paprsku mezi touto buňkou a plochou kritické hustoty (1.3) je také větší než efektivní kritická hustota.
3. Tato buňka je první buňkou ve směru paprsku, která obě předchozí podmínky splňuje.

¹ Pro výkon na celém mezikruží bychom jej museli násobit 2π , v použitém kódu PALE jsou však výpočty prováděny právě pro úhel 1 rad, proto nenásobíme.

Pro jednoduché experimenty, kde většina laserového záření dopadá kolmo na gradient hustoty plasmatu, je model absorpce na kritické ploše dobře použitelný. Mezi zápory tohoto přístupu patří jednak nutnost zadat podíl absorbované ku odražené energii laseru jako vstupní parametr. Také velikost divergence v buňce na kritické ploše závisí na jejím objemu. Energie každého paprsku se totiž absorbuje maximálně v jedné buňce a pokud zmenšíme její tloušťku ve směru paprsku na polovinu, výsledkem je dvojnásobná divergence intenzity v dané buňce.

Níže popsaný model s trasováním paprsků obě zmíněná negativa použitím reálnějšího fyzikálního popisu šíření a absorpce záření v plasmatu přirozeným způsobem odstraňuje.

3.3 Absorpce popsaná modelem trasování paprsků

Podobně jako při absorpci na kritické ploše rozdělíme dopadající záření na soubor mnoha paprsků, kde každý z nich má počáteční energii

$$Q_r^0 \approx \int \vec{I} \cdot d\vec{S} \Delta t \approx I_r r_r d_r \Delta t, \quad (3.3)$$

kde d_r je počáteční tloušťka a I_r velikost intenzity paprsku na hranici výpočetní sítě, viz obr. 3.2. Jejich rozložení a příslušné energie jsou tedy dány na základě parametrů a profilu laserového svazku. Pro každý paprsek najdeme průsečík s hranicí výpočetní sítě. Při jeho průchodu sítí paprsek popisujeme pomocí souřadnic bodu (r_r, z_r) průsečíku s sítí, úhlem odklonu α_r od osy z a energií Q_r . Postupujeme tak, že z hodnot (r_r^0, z_r^0) a α_r^0 na vnější hraně buňky $i^0 j^0$ napočítáme nový průsečík (r_r^1, z_r^1) na „vnitřní“ hraně (hrana kterou paprsek vystupuje) buňky $i^0 j^0$, tato společná hrana nám určí následující buňkou $i^1 j^1$. V závislosti na indexu lomu v buňkách $i^0 j^0$ a $i^1 j^1$ a směru gradientu hustoty na příslušné hraně určíme nový úhel odklonu paprsku α_r^1 a také novou hodnotu energie Q_r^1 . Ta je určena inverzním brzděním zářením v buňce $i^0 j^0$ a je funkcí hustoty, teploty, ionizace a délky trajektorie paprsku v dané buňce. Z polohy průsečíku (r_r^1, z_r^1) a úhlu α_r^1 opět určíme nový průsečík a celý postup opakujeme, dokud se paprsek nedostane na hranici výpočetní sítě kudy síť opouští.

Na hranici výpočetní sítě (při vstupu ani při výstupu paprsku) nepředpokládáme ostrou hranici plasmatu s vakuem, a proto zde lom paprsku neuvažujeme. To nám také zajistí deponování energie do pevného terčíku na počátku simulace a tím i vznik plasmové korony. Pro určení lomu paprsků na vnitřních hranách buněk výpočetní sítě potřebujeme znát gradient hustoty volných elektronů ∇n_e v daném bodě. Směr gradientu určuje normálu rozhraní na kterém probíhá lom. Složky gradientu v uzlech i, j , kde $i \in \{1, 2 \dots ni-1\}$, $j \in \{1, 2 \dots ni-1\}$ výpočetní sítě vypočteme

podle vzorce [6]

$$\begin{aligned}
(\nabla n_{e_{i,j}})_x &= \left(\frac{y_{i,j+1} - y_{i+1,j}}{2} n_{e_{i+1,j+1}} + \frac{y_{i-1,j} - y_{i,j+1}}{2} n_{e_{i,j+1}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{y_{i,j-1} - y_{i-1,j}}{2} n_{e_{i,j}} + \frac{y_{i+1,j} - y_{i,j-1}}{2} n_{e_{i+1,j}} \right) \frac{1}{V_{n_{i,j}}} \\
(\nabla n_{e_{i,j}})_y &= - \left(\frac{x_{i,j+1} - x_{i+1,j}}{2} n_{e_{i+1,j+1}} + \frac{x_{i-1,j} - x_{i,j+1}}{2} n_{e_{i,j+1}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{x_{i,j-1} - x_{i-1,j}}{2} n_{e_{i,j}} + \frac{x_{i+1,j} - x_{i,j-1}}{2} n_{e_{i+1,j}} \right) \frac{1}{V_{n_{i,j}}}, \\
\text{kde } V_{n_{i,j}} &= \frac{V_{c_{i+1,j+1}} + V_{c_{i,j+1}} + V_{c_{i,j}} + V_{c_{i+1,j}}}{4}
\end{aligned} \tag{3.4}$$

a $V_{c_{i,j}}$ značí objem buňky i, j . Na hranici sítě klademe $\nabla n_e = \vec{0}$. Pro vyhlazení takto nepočteného gradientu provedeme navíc konvoluci s Gaussovským jádrem a konečně hodnotu na hraně každé buňky v místě průsečíku s paprskem určíme lineární interpolací ze dvou uzlů, které k této hraně přísluší.

Známe-li rovinu lomu na hraně, hodnoty indexu lomu v přilehlých buňkách a úhel dopadu, můžeme již pomocí Snellova zákona (1.2.1) určit úhel lomu φ_{out} a z něj nový úhel α_r popisující směr paprsku. Pokud je v rovnici (1.2.1)

$$\frac{n_{\text{in}}}{n_{\text{out}}} \sin(\varphi_{\text{in}}) > 1, \tag{3.5}$$

pak tato nemá pro φ_{out} řešení a dochází tedy k úplnému odrazu. Na rozhraní dvou materiálů by obecně docházelo k odrazu jisté části záření pro všechny úhly φ_{in} , my však očekáváme hladký profil plasmatu a uvažujeme tedy buď lom paprsku záření jako celku nebo úplný odraz.

V místě odrazu se navíc uplatní jev rezonanční absorpce a paprsek zde, mechanismem popsaným v předešlé kapitole, předává část své energie plasmatu. Pro jednoduchost uvažujeme absorpci této energie v první buňce ve směru paprsku před jeho odrazem.

Absorpci inverzním brzdným zářením pro každý paprsek v dané buňce určíme z parametrů plasmatu v buňce a z dráhy, kterou zde paprsek urazil. Pro přímé paprsky v buňkách je dráha rovna eukleidovské vzdálenosti průsečíků paprsku s buňkou na vstupu a na výslupu.

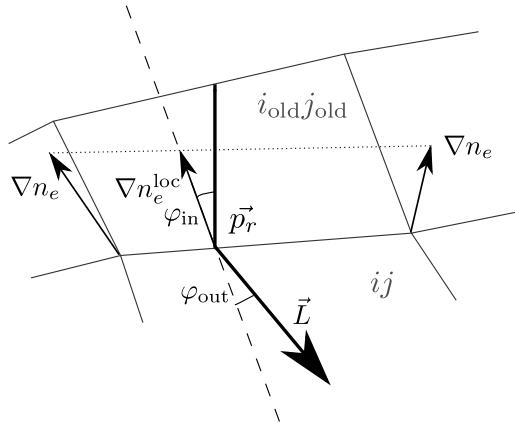
V následujícím pseudokódu shrneme celý postup výpočtu absorbované energie laserového záření v plasmatu metodou trasování paprsků na dané časové hladině. Nechť \vec{X} značí souřadnice všech uzlů výpočetní sítě a n_e, T, Z parametry plasmatu v buňkách.

- $\forall i \in (1, ni), j \in (1, nj)$ napočítáme index lomu $n_{ij} = \Re(\sqrt{\epsilon_{ij}})$ a absorpční koeficient $\kappa_{ij}^{\text{ib}} = \frac{2\omega}{c} \Im(\sqrt{\epsilon_{ij}})$ v buňkách z permitivity $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}(n_{e_{ij}}, T_{ij}, Z_{ij}, \omega)$ dané rovnicí (2.1)

- $\forall i \in (0, ni), j \in (0, nj)$ napočítáme gradient hustoty volných elektronů ∇n_{eij} v uzlech (3.4)
- Načteme parametry laseru a rozmístění paprsků
- for m from 1 to *pocet_paprsku*
 1. najdeme průsečík $\vec{p}_r = (r_r, z_r)$ paprsku m s hranicí výpočetní sítě, získáme pozici i, j a orientaci o příslušné buňky
 2. určíme energii nesenou paprskem $Q \approx I_r r_r d_r \Delta t$, kde $d_r = d_r(\vec{p}_r)$ je tloušťka a $I_r = I_r(\vec{p}_r, t)$ velikost intenzity paprsku na hranici výpočetní sítě (3.3)
 3. $\alpha = \alpha_0$
do while($i <> 0$ and $j <> 0$ and $i <> ni + 1$ and $j <> nj + 1$)
 - $i_{old} = i, j_{old} = j, \vec{p}_{r_{old}} = \vec{p}_r$
 - if(paprsek m vystupuje z buňky i)
 - . nastavíme i, j, o (paprsek se vrací zpět do předchozí buňky)
 - else
 - . $[i, j, o, \vec{p}_r, \alpha] = \text{Krok_Do_Další_Buňky}(i, j, o, \vec{p}_r, \alpha, \vec{X})$
 - . $\nabla n_e^{loc} = \text{Lineární_Interpolace}(i, j, \vec{p}_r, \vec{X}, \nabla n_e)$
 - . $tmp = -\kappa_{i_{old}j_{old}}^{ib} \sqrt{(p_r - p_{r_{old}})_x^2 + (p_r - p_{r_{old}})_y^2}$
 - . $\text{div } \vec{I}_{i_{old}j_{old}} = \text{div } \vec{I}_{i_{old}j_{old}} + \frac{Q}{V_{i_{old}j_{old}} \Delta t} (1 - e^{tmp})$ (2.4,3.2)
 - . $Q = Q e^{tmp}$
 - . $\varphi_{in} = \text{Úhel_Dopadu_Na_Rozdrani}(\nabla n_e^{loc}, \alpha)$
 - . if($\frac{n_{in}}{n_{out}} \sin(\varphi_{in}) \geq 1$) then
 - . . if($\nabla n_e^{loc} \cdot \vec{L} > 0$) then
 - . . . $\alpha = \alpha + 2\varphi_{in} + \pi$
 - . . . $q = \text{Parametr_Rezonanční_Absorpce}(\omega, \nabla n_e^{loc}, \varphi_{in})$ (2.6)
 - . . . $Q_{res_{ij}} = Q q \frac{e^{-\frac{4}{3}q^{3/2}}}{q+0.48}$ (2.9)
 - . . . $\text{div } \vec{I}_{ij} = \text{div } \vec{I}_{ij} + \frac{Q_{res_{ij}}}{V_{ij} \Delta t}$
 - . . . $Q = Q - Q_{res_{ij}}$
 - . . endif
 - . else
 - . . $\alpha = \alpha + (\varphi_{in} - \arcsin(\frac{n_{in}}{n_{out}} \sin \varphi_{in}))$ (1.2.1)
 - . endif
 - endif

end

Hledání průsečíku paprsku v kroku —1— je analogické hledání průsečíku přímky a polygonu, při více průsečících vybereme ten první ve směru dopadajícího záření.



Obrázek 3.3: Náčrtek k popisu algoritmu absorpce s modelem trasování paprsků.

Energie paprsku —2— je dána jeho polohou a příčným průřezem $r_r d_r$ v místě dopadu do plasmatu, dále prostorovým a časovým profilem laserového svazku a velikostí časového kroku² Δt .

Ve třetím kroku sledujeme trajektorii paprsku na výpočetní síti dokud ji neopustí. Při průchodu paprsku po logicky obdélníkové síti může nastat celkem $4 \cdot 4 = 16$ možností (paprsek vstupuje do buňky buď logicky shora, zdola, zprava nebo zleva a analogicky k tomu buňku opouští). Tyto stavy můžeme odlišit polohou vrcholů buňky vzhledem k paprsku a podle nich se také rozhoduje rutina `Krok_Do_Další_Buňky` popsaná dále. Příspěvek k divergenci intenzity záření v příslušné buňce je pak určen podle (3.2) s tím rozdílem, že oproti modelu absorpce na kritické ploše se stále paralelními paprsky zde v podstatě vycházíme z příčného průřezu paprsku na hranici výpočetní sítě³. Tuto ztrátu způsobenou inverzním brzdícím zářením musíme samozřejmě odečíst od zbývající energie paprsku Q .

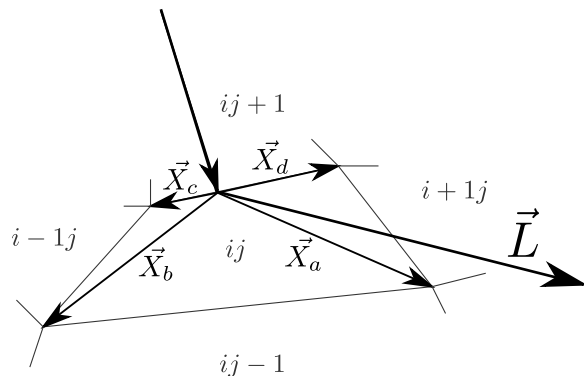
V místě průsečíku na hraně buňky uvažujeme tři případy, a sice lom paprsku, odraz a přímý průchod. Poslední případ nastane, pokud platí podmínka (3.5), avšak paprsek se pohybuje proti směru gradientu hustoty volných elektronů. Tuto podmínku zapíšeme pomocí záporného znaménka skalárního součinu gradientu a směru paprsku \vec{L} , tedy $\nabla n_e^{\text{loc}} \cdot \vec{L} < 0$. Lom a odraz se odliší opět podle (3.5), při odrazu navíc uvažujeme rezonanční absorpci části záření v závislosti na parametru q . S vědomím jistě malé nepřesnosti tuto část energie také zahrneme do členu $\text{div} \vec{I}$, který napočítáme podle (3.2).

V cylindrické symetrii je algoritmus navíc doplněn podmínkou pro „odraz“ záření na ose z odpovídající průchodu paprsku osou symetrie, pro kartézský případ by se změnil pouze příčný průřez paprsku, případně koeficient u rezonanční absorpce pro lineárně polarizované záření laseru.

² Δt zde používáme pouze pro snazší představu o tom, že paprsek nese jistou energii. Pro výpočet divergence intenzity je nepodstatná, neboť se zde vykrátí.

³Pokud bychom chtěli určit např. intenzitu záření podél paprsku, bylo by nutné uvažovat změnu jeho průřezu v souvislosti s průchodem sítí. V našem modelu interakce záření s hmotou nás však tato veličina nezajímá, a proto si výpočet aktuálního průřezu paprsku odpustíme.

Pseudokód podprogramu Krok_Do_Další_Buňky pro případ, kdy paprsek dopadá na buňku v logickém uspořádání shora, tj. pro jednu pevnou hodnotu proměnné o .



Obrázek 3.4: Náčrtek k podprogramu s výsledným směrem záření.

```

if( $\vec{L} \times \vec{X}_a < 0$ )
.    $i = i + 1$ 
.    $\vec{p}_r = \text{Průsečík\_S\_Pravou\_Hranou}(\vec{p}_r, \alpha, \vec{X})$ 
else
.   if( $\vec{L} \times \vec{X}_b > 0$ )
.     .    $i = i - 1$ 
.     .    $\vec{p}_r = \text{Průsečík\_S\_Levou\_Hranou}(\vec{p}_r, \alpha, \vec{X})$ 
.     .   else
.     .     .    $j = j - 1$ 
.     .     .    $\vec{p}_r = \text{Průsečík\_Se\_Spodní\_Hranou}(\vec{p}_r, \alpha, \vec{X})$ 
.     .   endif
.   endif
endif

```

Vektor \vec{L} představuje směr dopadajícího paprsku na buňku ij . Vzdálenější levý (z pohledu paprsku) uzel od místa dopadu paprsku označme indexem a a další ve směru hodinových ručiček. \vec{X}_i , $i \in \{a, b, c, d\}$ značí vektory spojující místo dopadu s uzly buňky. První podmínka, tedy záporný vektorový součin, značí, že se rozhodující uzel nachází napravo od paprsku a ten nutně vstupuje do buňky $i + 1, j$ (situace na obrázku 3.4). Při hledání průsečíku s hranou buňky je pak třeba vhodnou numerickou metodou zajistit, aby tento průsečík skutečně ležel mezi uzly a a d , tedy například použít metodu půlení intervalu v případě dopadu paprsku do blízkosti uzlu. Ostatní podmínky jsou podobné. Tímto rozhodováním si ušetříme hledání dvou průsečíků paprsku s hranou v každé buňce. Pro obecný případ dopadu paprsku ze všech logických směrů je nutné volit změnu i a j v závislosti na logickém směru dopadu paprsku o .

Podmínka „if(paprsek m vystupuje z buňky i)“ z popisu hlavního algoritmu by se řešila podobně, tedy v závislosti na znaménku vektorového součinu \vec{L} s kombinací vektorů uzlů \vec{X}_c a \vec{X}_d . Na závěr poznamenejme, že situace odrazu paprsku od hrany buňky není nutně svázána s podmínkou (3.5) pro odraz na rozhraní prostředí daných směrem gradientu hustoty a naopak.

Kapitola 4

Numerické testy a výsledky

V této kapitole se budeme zabývat simulací interakce silně fokusovaného laserového záření s různými, převážně hliníkovými terčíky. Ověříme funkčnost navrženého modelu absorpce s trasováním paprsků a porovnáme jej s jednoduchým modelem absorpce na kritické ploše ve 2D. Používáme metody a algoritmy popsané v předchozí kapitole implementované do hydrodynamického kódu PALE [7, 8].

Jako testovací úlohy pro model trasování paprsků volíme jednak kolmý dopad záření na masivní hliníkový terčik. Zde nás bude zajímat podíl absorbované energie a význam rezonanční absorpce v závislosti na poloměru fokusu (a tedy i intenzitě) a na vlnové délce laseru. Dále volíme dvojici rovnoběžných fólií – první hliníková tloušťky $0.8 \mu\text{m}$ a druhá hořčiková s tloušťkou $2 \mu\text{m}$. Poslední úlohou bude porovnání s modelem absorpce na kritické ploše pro kolmý a šikmý dopad na tenkou ($0.8 \mu\text{m}$) hliníkovou fólii.

4.1 Parametry simulace

Nebude-li řečeno jinak, budeme dále vždy uvažovat puls záření o energii 100 J Gaussovského profilu v prostoru a čase s pološířkou maxima (FWHM) 400 ps posunutého o 400 ps od počátku simulace o základní vlnové délce 1 315 nm, případně 3. harmonické (438 nm) s poloměrem fokusu $100 \mu\text{m}$ dopadající na hliníkový terčik při pokojové teplotě, tedy 0.03 eV. Terčik bude popsán jednoteplotním modelem se stavovou rovnicí ideálního plynu a plynovou konstantou $1, \overline{66}$, přitom uvažujeme plnou ionizaci. Celkový čas simulace je zpravidla dvojnásobkem pološířky maxima.

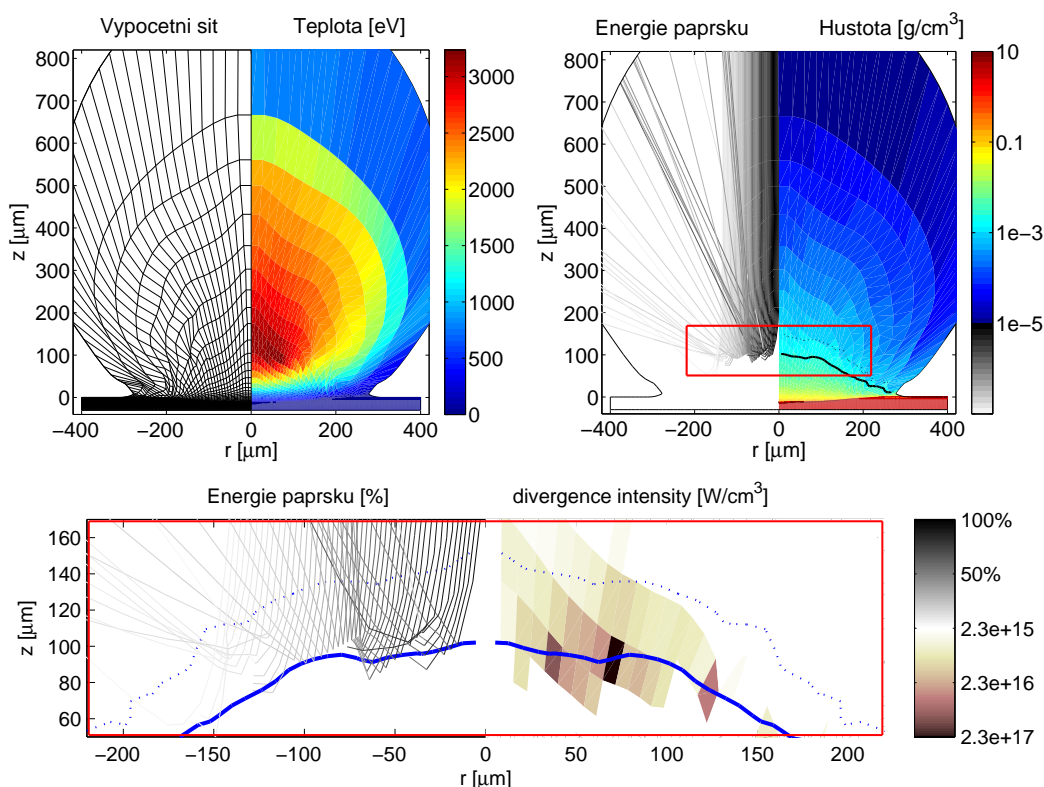
4.2 Kolmý dopad záření na masivní terčik

Uvažujme hliníkový terčik tloušťky $30 \mu\text{m}$ a průměru $800 \mu\text{m}$, resp. $340 \mu\text{m}$ v závislosti na poloměru fokusu. Při těchto rozměrech a parametrech laseru popsaných na počátku kapitoly nedojde po dobu interakce s zářením k jeho propálení. Propálením myslíme

průchod záření skrze terčik, či výrazné ovlivnění plasmové korony roztavením zadní strany terčiku. Díky dostatečné šířce (resp. průměru) nedojde ani k interakci záření na kraji terčiku, tento kraj zůstává v pevné fázi.

4.2.1 Základní frekvence laseru, poloměr fokusu $100 \mu\text{m}$

Při zvolených parametrech je maximální intenzita laseru $2.4 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ a kritická hustota odpovídající plně ionizovanému hliníku 0.0022 g/cm^3 . Na obrázku 4.1 vidíme výsledek simulace v cylindrické geometrii v čase 600 ps. Na levém obrázku je vždy na záporné ose zobrazena výpočetní síť, na kladné pak teplota v eV při lineární stupnici. Na pravém obrázku jsou na záporné ose zobrazeny vybrané paprsky záření, kde odstín šedi odpovídá energii nesené paprskem. Na kladné ose je logaritmicky znázorněna hustota v g/cm^3 a její kontura odpovídající kritické hustotě (plná čára) a její polovině (přerušovaná). Dole pak detail oblasti kritické hustoty s vyobrazenými paprsky a divergencí intenzity laseru v buňkách $[\text{W/cm}^3]$ na logaritmické stupnici, a to od maximální divergence po její jednu setinu a opět kontura kritické hustoty a její poloviny.

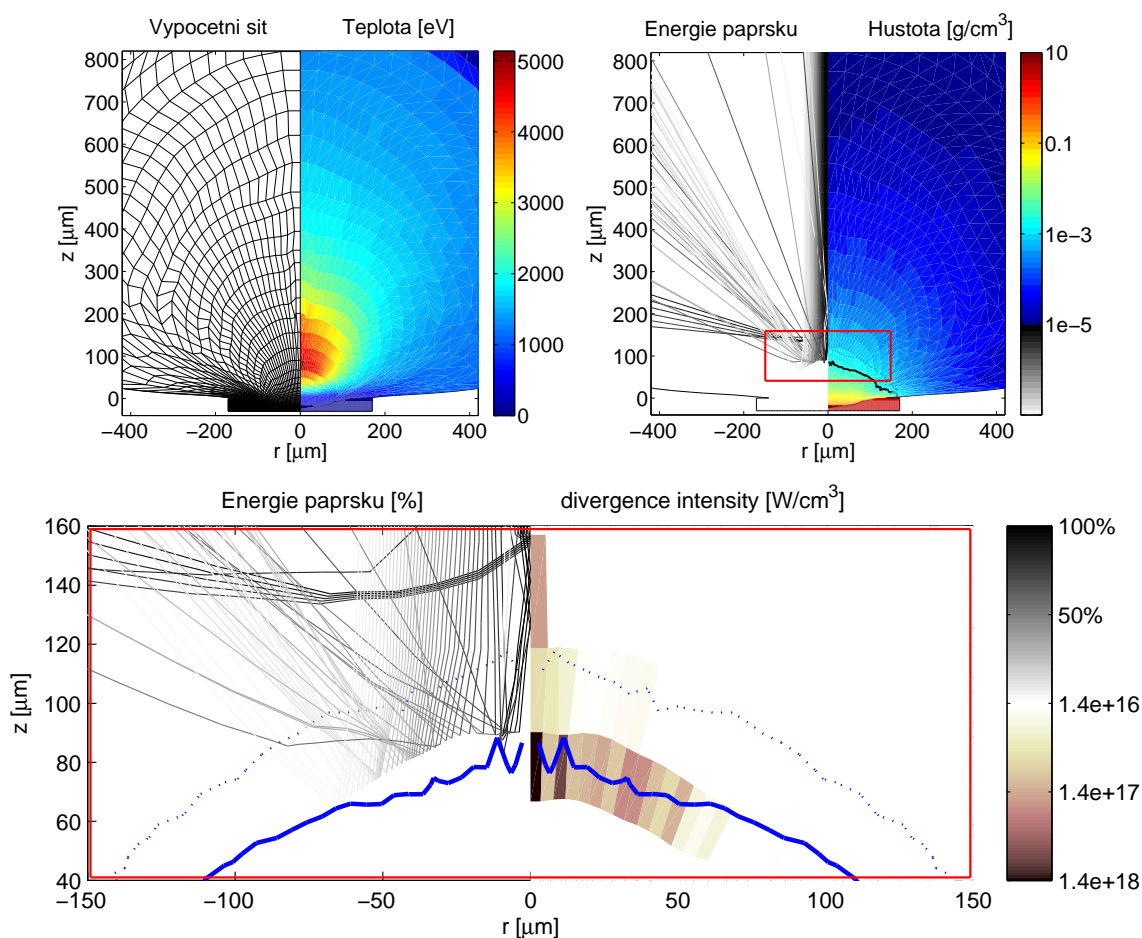


Obrázek 4.1: Interakce s masivním hliníkovým terčikem. Základní frekvence laseru, poloměr fokusu $100 \mu\text{m}$, čas 600ps. Vlevo výpočetní síť spolu s teplotou, vpravo paprsky záření a hustota, dole detail oblasti kritické hustoty — paprsky laseru a z nich napočítaná divergence v buňkách.

Na obrázku 4.1 je patrný ohyb paprsků na kritické ploše směrem ven. Paprsky jsou i po ohybu stále dobře viditelné, což značí že s sebou odnáší významnou část energie záření ven z terčíku (odstín šedi udává, jakou část energie nese v daném místě daný paprsek vzhledem k počáteční energii centrálního paprsku).

4.2.2 Základní frekvence laseru, poloměr fokusu $40 \mu\text{m}$

Při zvolených parametrech je maximální intenzita laseru $1.5 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ a kritická hustota odpovídající plně ionizovanému hliníku 0.0022 g/cm^3 . Struktura obrázku 4.2 je stejná jako v předešlé části.

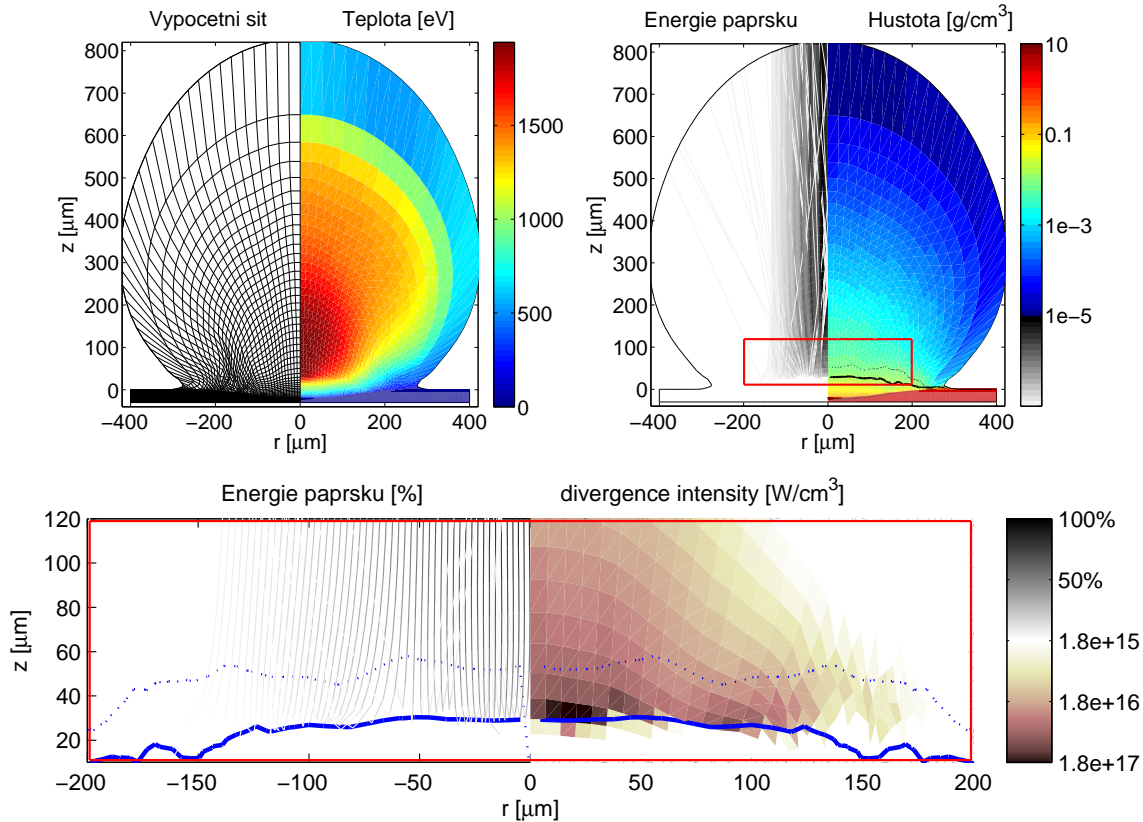


Obrázek 4.2: Interakce s masivním hliníkovým terčíkem. Základní frekvence laseru, poloměr fokusu $40 \mu\text{m}$, čas 600ps . Vlevo výpočetní síť spolu s teplotou, vpravo paprsky záření a hustota, dole detail oblasti kritické hustoty — paprsky laseru a z nich napočítaná divergence v buňkách.

V porovnání s obrázkem 4.1 pro poloměr fokusu $100 \mu\text{m}$ je zde vyšší intenzita a s ní spojená i vyšší teplota středu korony (obr. 4.2). Celkově je vzniklá plasmová korona větší. Pozorujeme převažující vliv rezonanční absorpce, neboť maximum divergence je v buňkách, kterými již paprsky neprocházejí.

4.2.3 Třetí harmonická frekvence, poloměr fokusu 100 μm

Při zvolených parametrech je maximální intenzita laseru $2.4 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ a kritická hustota odpovídající plně ionizovanému hliníku 0.02 g/cm^3 . Struktura obrázku 4.3 je opět stejná jako v první části pro základní frekvenci a 100 μm .



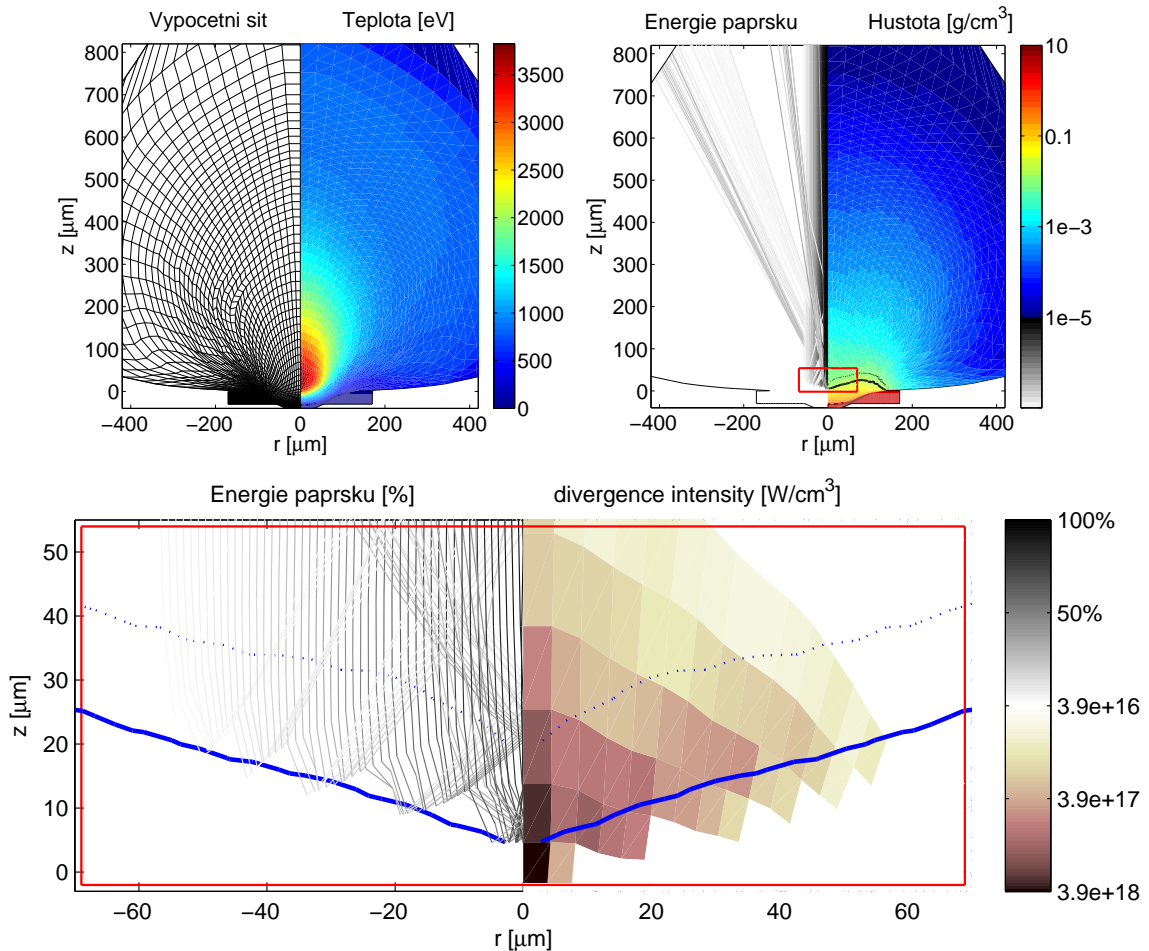
Obrázek 4.3: Interakce s masivním hliníkovým terčikem. Třetí harmonická frekvence laseru, poloměr fokusu 100 μm , čas 600ps. Vlevo výpočetní síť spolu s teplotou, vpravo paprsky záření a hustota, dole detail oblasti kritické hustoty — paprsky laseru a z nich napočítaná divergence v buňkách.

Na obrázku 4.3 nepozorujeme prakticky žádné odražené paprsky. To znamená, že již před odrazem ztratily rozhodující část energie, a tedy ani význam rezonanční absorpce zde nebude velký. Paprsky totiž díky 9x menší kritické hustotě pronikají hlouběji do plasmatu, kde efektivně probíhá proces absorpce inverzním brzdným zářením. Díky hlubšímu průniku probíhá výpočet absorpce na větším množství buněk, což se příznivě odráží na hladkém průběhu divergence intenzity.

4.2.4 Třetí harmonická frekvence, poloměr fokusu 40 μm

Při zvolených parametrech je maximální intenzita laseru $1.5 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ a kritická hustota odpovídající plně ionizovanému hliníku 0.02 g/cm^3 . Výsledek simulace vidíme

na obrázku 4.4, jehož struktura je opět stejná jako v první části pro základní frekvenci a $100\ \mu\text{m}$. Vlivem vysoké teploty v oblasti kritické hustoty a také tvarem plochy kritické hustoty, který je příznivý pro odraz paprsků, při tomto poloměru fokusu nedochází k tak efektivní absorpci energie záření jako pro $100\ \mu\text{m}$ (obr. 4.3).



Obrázek 4.4: Interakce s masivním hliníkovým terčím. Třetí harmonická frekvence laseru, poloměr fokusu $40\ \mu\text{m}$, čas 600ps . Vlevo výpočetní síť spolu s teplotou, vpravo paprsky záření a hustota, dole detail oblasti kritické hustoty — paprsky laseru a z nich napočítaná divergence v buňkách.

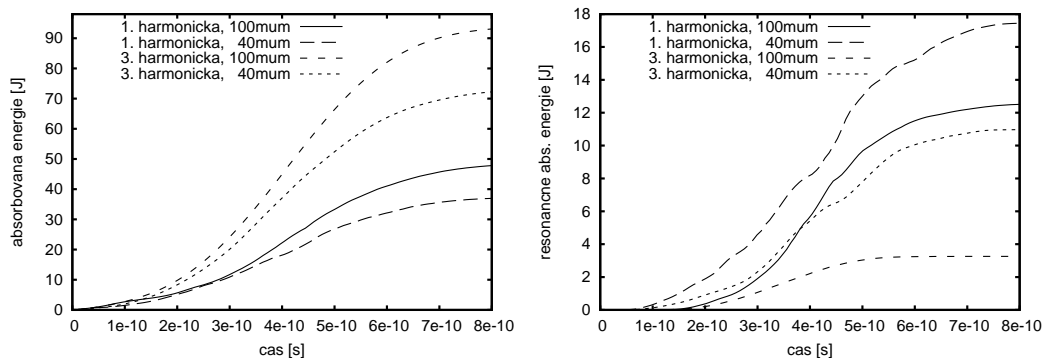
4.2.5 Podíl absorbované k odražené energii

Jak jsem již uvedli, model absorpce s trasováním paprsků nám, na rozdíl od jednoduchého modelu absorpce na kritické ploše, určuje, kolik procent energie dopadajícího záření je v terčím absorbováno. Následující tabulka shrnuje výsledky pro $100\ \text{J}$ laserový puls dopadající na masivní hliníkový terč. Uvažujeme první a třetí harmonickou frekvenci laseru a 2 různé poloměry fokusu, tj. poloměr oblasti, na kterou dopadá 80% energie záření.

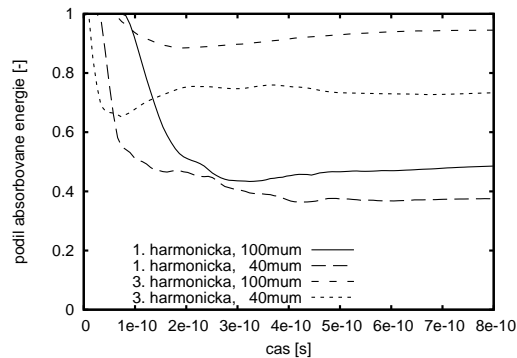
	1. harmonická frakvence		3. harmonická frakvence	
	$r_f = 100 \mu\text{m}$	$r_f = 40 \mu\text{m}$	$r_f = 100 \mu\text{m}$	$r_f = 40 \mu\text{m}$
absorbovaná energie	49%	38%	95%	74%
z toho rezonančně	26%	47%	4%	15%

Tabulka 4.1: Závislost absorbované energie na poloměru fokusu a vlnové délce záření.

Je zde patrná závislost na frekvenci laseru. Pro vyšší frekvence záření proniká hlouběji do materiálu a dochází k efektivnější absorpci. Zajímavější je však závislost na poloměru fokusu, kde pro menší poloměr dochází k nižší absorpci. Pro inverzní brzdné záření hraje důležitou roli teplota (2.2), která je při větší fokusaci, a tedy větší intenzitě záření, vyšší (v našem případě zhruba 1.8x) a oslabuje jeho vliv. Proto také více energie proniká do blízkosti kritické hustoty plazmatu a ve větší míře se zde uplatní rezonanční absorpce (obr. 4.5). Důležitým faktorem je také tvar kritické plochy, resp. úhel pod jakým se k ní záření přibližuje. Ten opět souvisí s hloubkou průniku záření (1.7) a tedy i s jeho absorpcí. Na obrázku 4.6 vidíme vývoj celkové



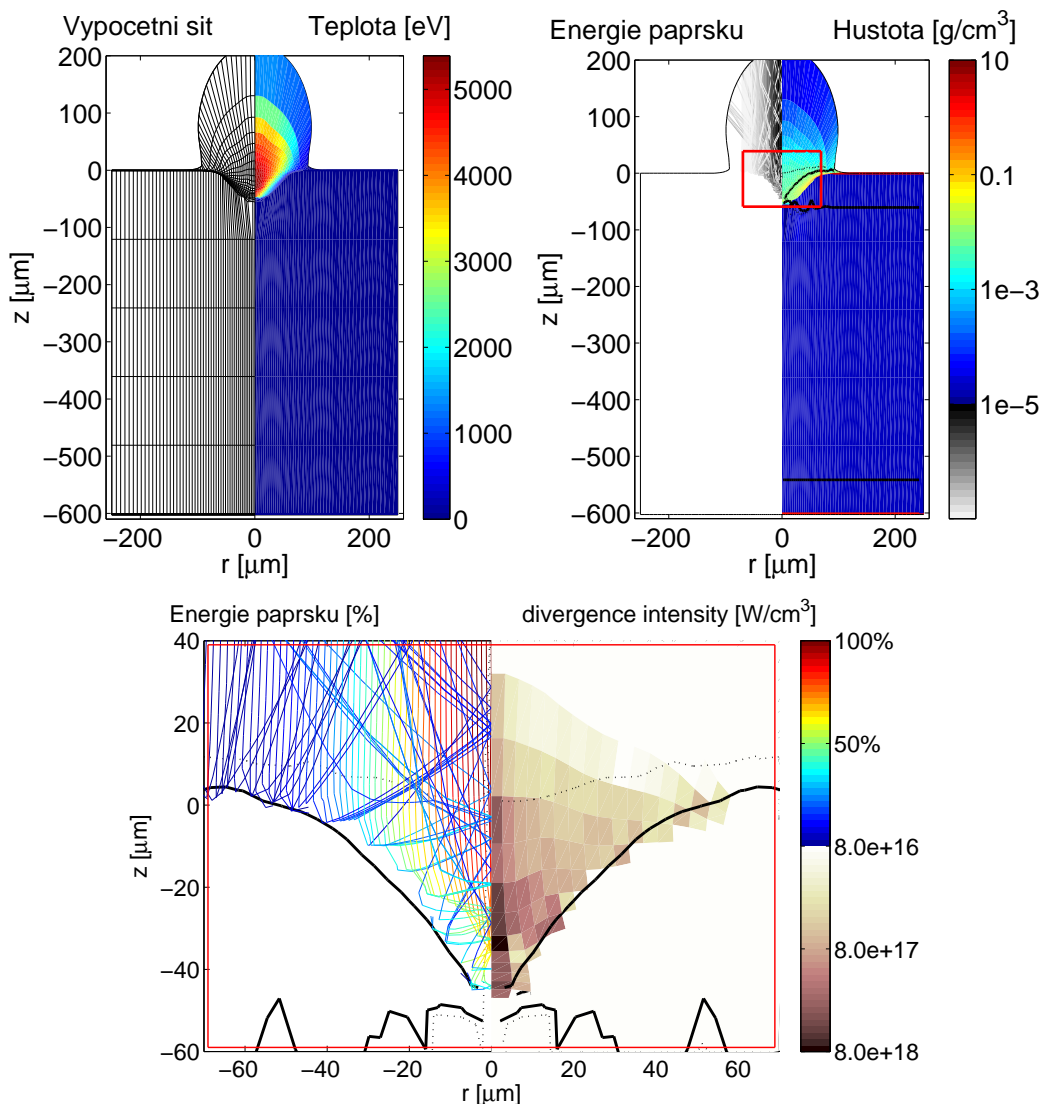
Obrázek 4.5: Celková a rezonančně absorbovaná energie pro kolmý dopad záření na masivní hliníkový terčík. Porovnání různých vlnových délek a poloměrů fokusu.



Obrázek 4.6: Podíl absorbované k celkové energii záření pro kolmý dopad na masivní hliníkový terčík. Porovnání různých vlnových délek a poloměrů fokusu.

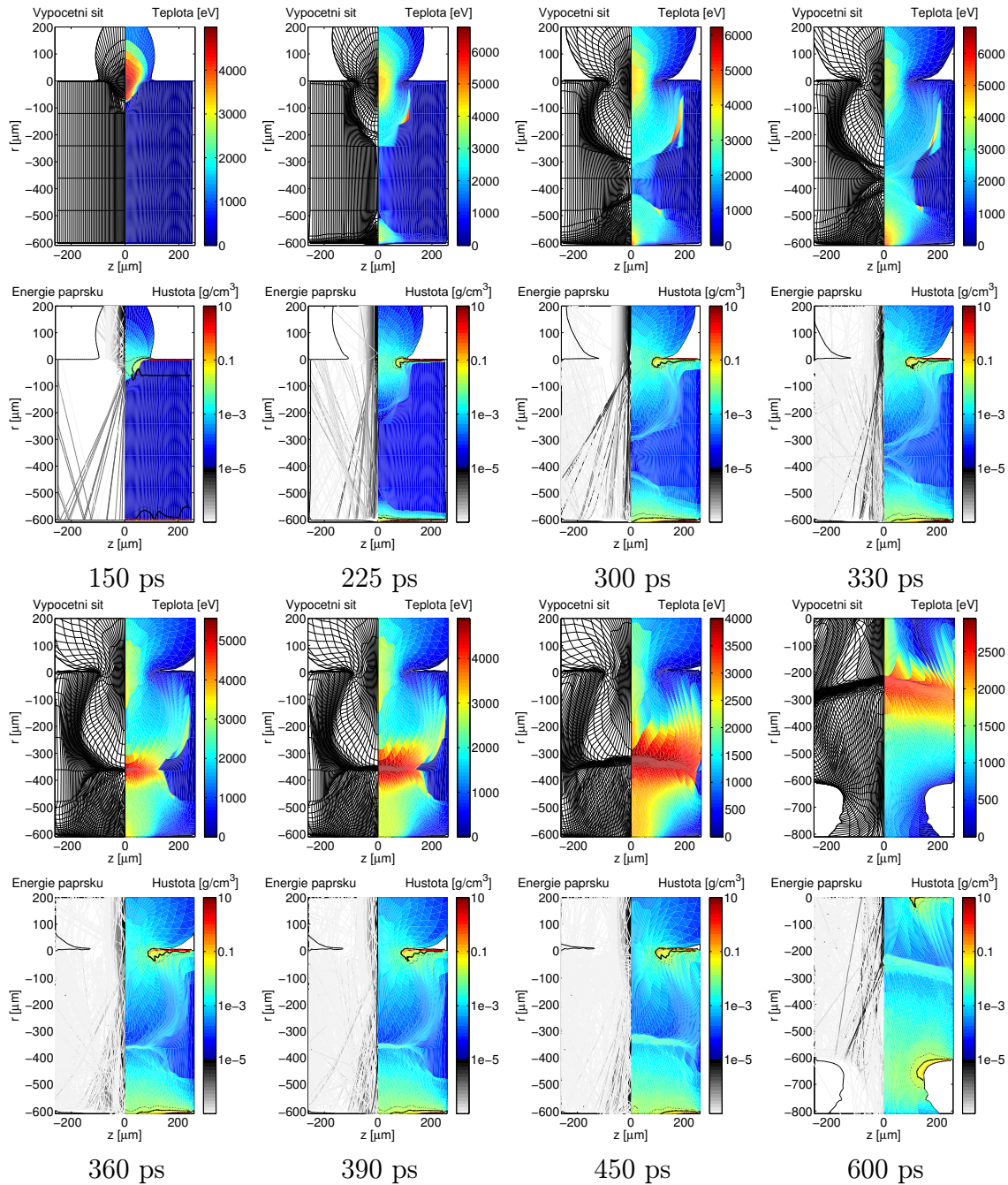
absorpce v čase. Úplná absorpce na počátku simulace odpovídá pohlcení veškerého záření v první buňce, což je dáno více použitým jednoduchým modelem absorpce než fyzikálními podklady. Pro provádění simulace tento efekt však není příliš podstatný a nedopouštíme se zde chyby větší než jednotek Joulů v celkové absorbované energii.

4.3 Dvě rovnoběžné fólie



Obrázek 4.7: Interakce laserového záření s dvojicí fólií, 140 ps. Třetí harmonická frekvence, poloměr fokusu $40 \mu\text{m}$. Vlevo výpočetní síť spolu s teplotou, vpravo paprsky záření a hustota, dole detail oblasti kritické hustoty — paprsky laseru a z nich napočítaná divergence v buňkách. Plná černá čára značí plochu kritické hustoty.

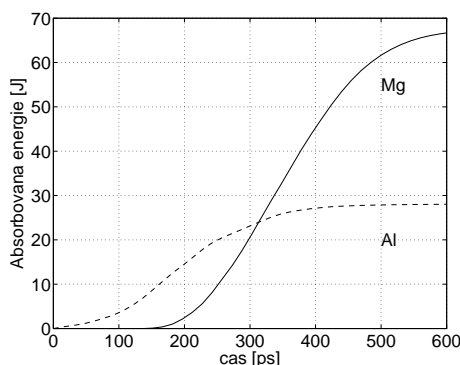
Uvažujeme terčík složený ze dvou rovnoběžných fólií vzdálených od sebe $600 \mu\text{m}$ oddělených řídkým plynem. Záření na třetí harmonické frekvenci opět do-



Obrázek 4.8: Interakce laserového záření s dvojitou fólií v osmi různých časech, pokračování z předchozího obrázku. Vyobrazeny výpočetní síť a teplota, paprsky záření a hustota. Prohozené popisku os r a z .

padá shora, nejdříve na hliníkovou fólii ($z = 0$) tloušťky $0.8 \mu\text{m}$, kterou postupně propaluje a dostává se tak k druhé hořčíkové fólii ($z = -600$) o tloušťce $2 \mu\text{m}$. Puls o energii 115J , pološířce maxima 300ps a poloměru fokusu $40 \mu\text{m}$ je dostatečně silný, aby na konci simulace v čase 600ps byly již obě fólie propáleny. Poznamenejme, že podobné konfigurace experimentů jsou užitečné ke zkoumání interakce plasmatu s povrchy pevných látek [16].

Na obrázku 4.7 vidíme stav v čase 140ps těsně před propálením první fólie. V detailu jsou znázorněny paprsky záření vytvářející „kanál“ pro průchod plasmatem vzniklým z vypařené první hliníkové fólie. Obrázkem 4.8 dále pokračuje časový vývoj simulace. V čase okolo 145ps dochází k propálení horní hliníkové fólie a první paprsky dopadají na spodní hořčíkovou fólii. Můžeme si všimnout výrazného rozptylování paprsků v horním plasmatu, které s časem ustává a snižuje se také energie, která se v něm deponuje, obr. 4.9. Prošlé paprsky se pak odráží od vnitřních stěn fólií a



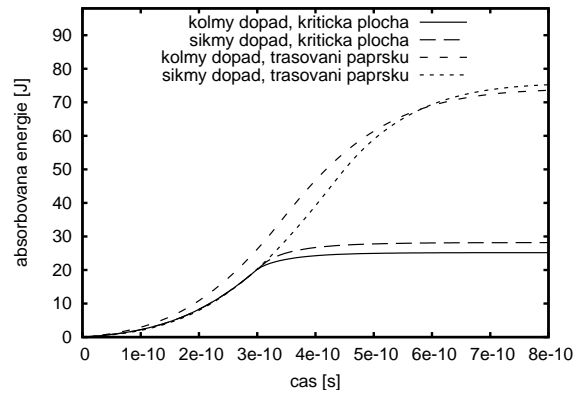
Obrázek 4.9: Energie absorbovaná v jednotlivých fóliích.

předávají jim svou energii. Nejvíce energie se ve spodní fólii ukládá v jejím středu, odkud také expanduje druhá plasmová korona a interaguje s plasmatem vzniklým z horní fólie. Na závěr dochází i k propálení spodní fólie, i když i v čase 600ps materiál stále absorbuje většinu energie záření.

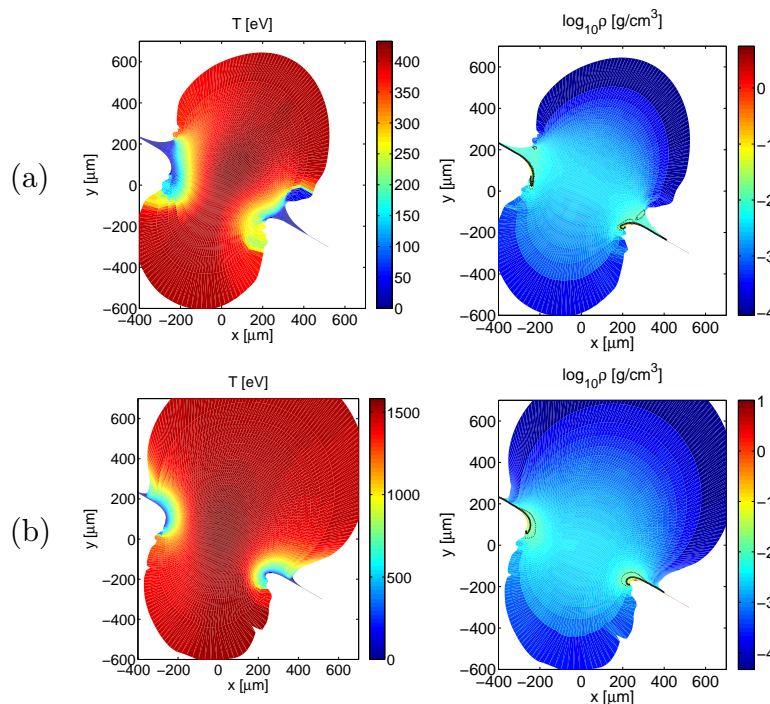
4.4 Tenká fólie – kolmý a šikmý dopad záření

V této části porovnáme model absorpce na kritické ploše s modelem trasování paprsků. Uvažujeme opět parametry laseru z úvodu kapitoly, základní frekvenci a poloměr fokusu $100 \mu\text{m}$. Za terčik volíme hliníkovou fólii tloušťky $0.8 \mu\text{m}$ umístěnou buď kolmo nebo šikmo skloněnou pod úhlem třiceti stupňů. Pro nakloněnou folii však již nelze uvažovat cylindrickou symetrii, proto přecházíme ke kartézské geometrii. Veličiny tedy závisí pouze na osách x a y a ve směru třetí je považujeme za konstantní.

Graf na obrázku 4.10 porovnává energii absorbovanou terčíkem. Pro model absorpce na kritické ploše přirozeně očekáváme, že při sklonění terčíku je třeba vypařit více materiálu, než dojde k jeho propálení, a tedy i větší absorpci. Jakmile se hustota vzniklého plasmatu stane podkritickou (okolo 330ps), dochází k volnému prostupu záření materiálem a absorbovaná energie dále nenarůstá.



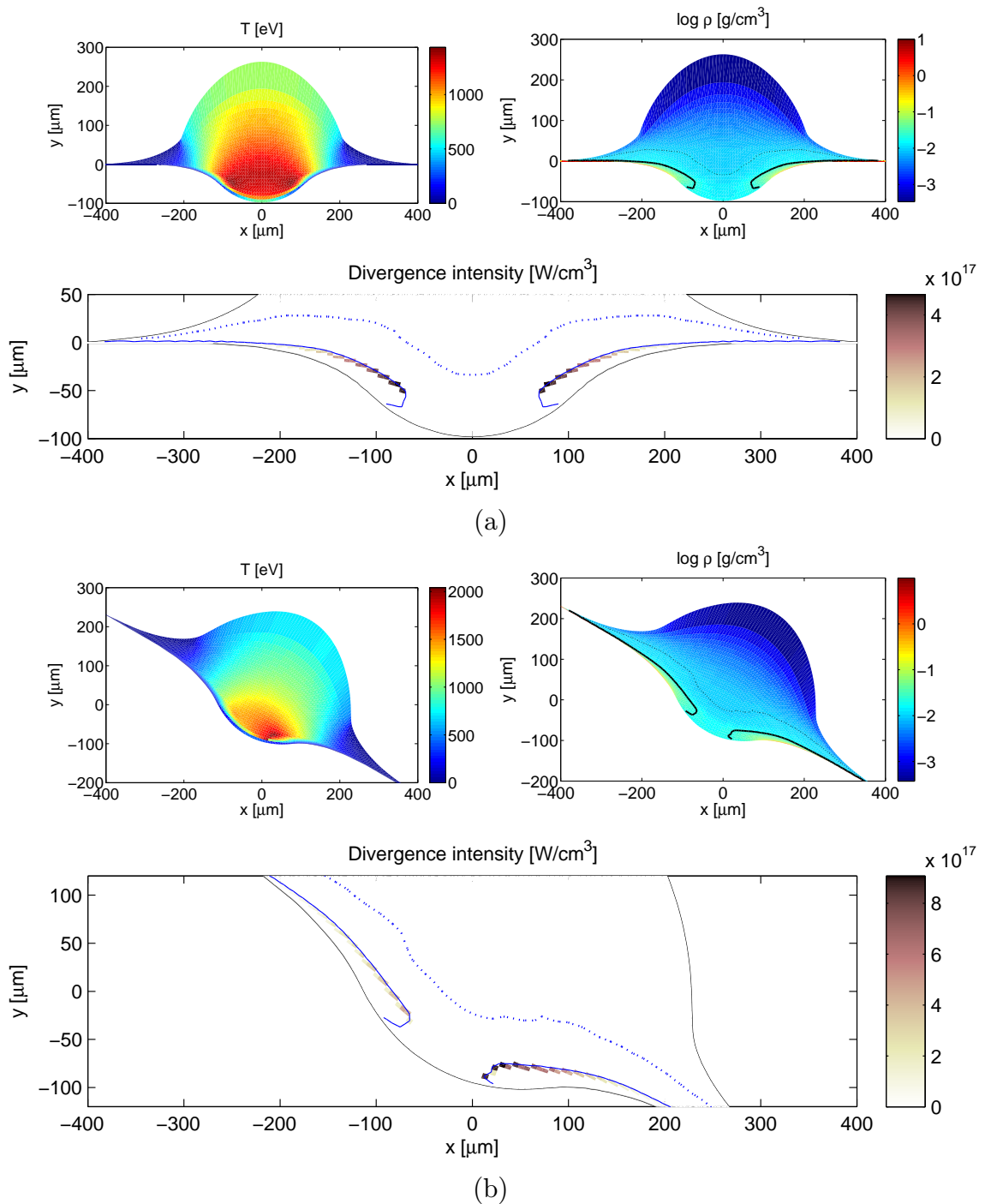
Obrázek 4.10: Porovnání obou modelů absorpce pro dva různé úhly (0 a 30 stupňů) dopadu záření na tenkou fólii.



Obrázek 4.11: Interakce laserového záření s fólií v čase 700 ps popsána modelem absorpce na kritice (a) a trasování paprsků (b). Vlevo teplota, vpravo logaritmus hustoty.

4.4.1 Model absorpce na kritické ploše

Na obrázku 4.12 vidíme stav těsně poté co dojde k přerušení plochy kritické hustoty plasmatu (zobrazena plnou čarou v grafu hustoty, přerušovaná čára opět odpovídá ploše s poloviční hustotou). Pro oba úhly dopadu záření při modelu absorpce na kritické ploše je tato doba téměř identická. Výsledná divergence v buňkách výpočetní sítě je nenulová pouze na jedné řadě buněk, kterými prochází kritická plocha.



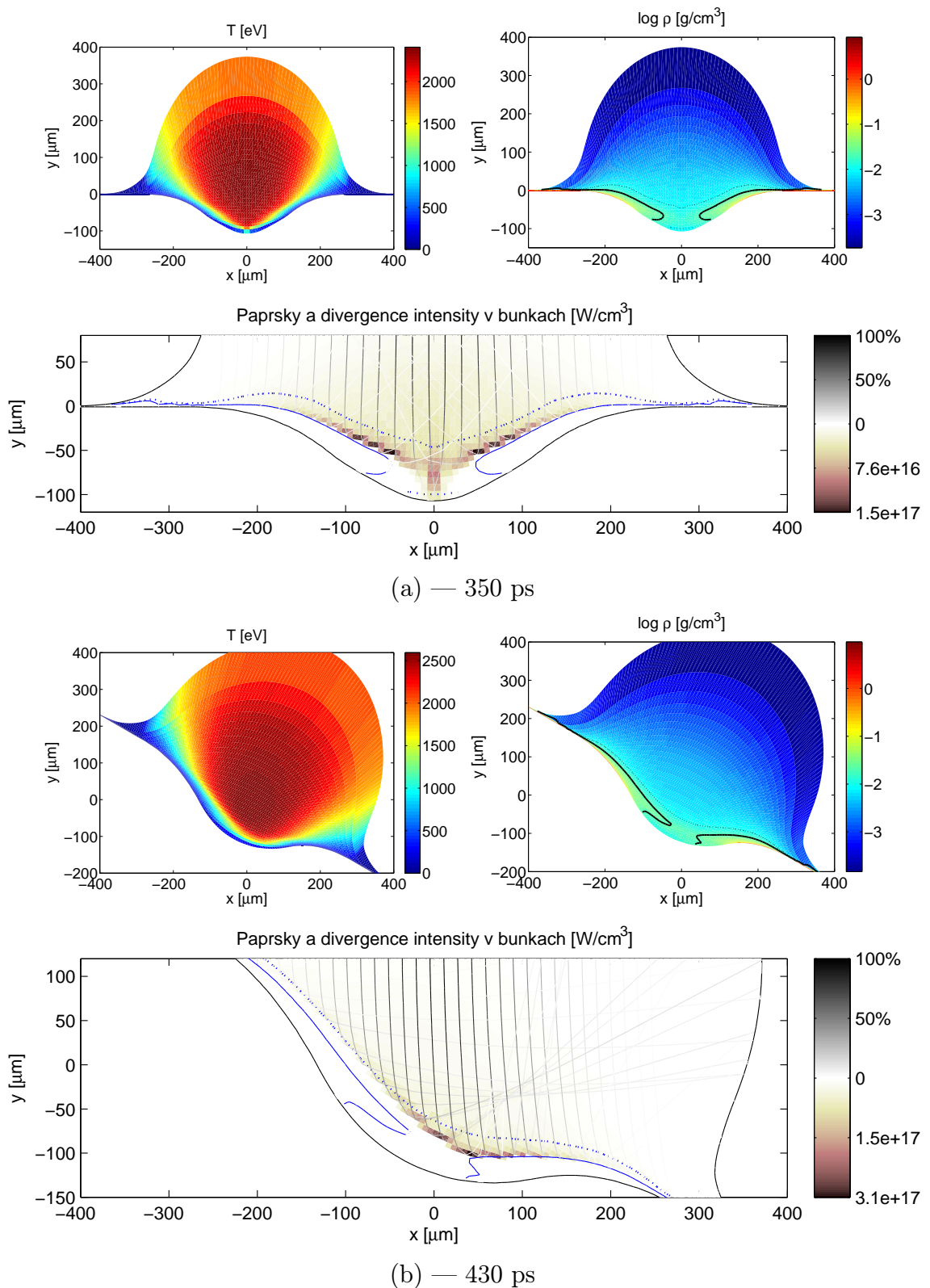
Obrázek 4.12: Interakce laserového záření s hliníkovou fólií popsaná modelem absorpce na kritické ploše, 330 ps. Třetí harmonická frekvence laseru, poloměr fokusu 100 μm . Kolmý (a) a šikmý (b) dopad záření. Vlevo teplota, vpravo logaritmus hustoty a dole divergence intensity.

4.4.2 Model absorpce s trasováním paprsků

Výsledky simulace v čase těsně po přerušení plochy kritické hustoty jsou na obrázku 4.13. V porovnání s absorpcí na kritice přichází tento okamžik později, i když je rychlost absorpce energie minimálně stejně vysoká (obr. 4.10). Toto zpoždění je dáno vyšší teplotou, na kterou se ohřívá téměř celá plasmová korona, neboť inverzní brzdné záření se uplatňuje i v řídkém plasmatu dále od kritické plochy.

Při šikmém dopadu můžeme pozorovat jistou asymetrii, především pak v teplotě, obrázek 4.13 (b). Ta je způsobena mimo jiné ohybem paprsků před kritickou plochou v závislosti na vzájemném sklonu, tedy jevem popsáním v kapitole 1.1. Následující časový vývoj simulace se pro oba modely značně odlišuje. Zatímco v případě absorpce na kritice po propálení terčíku není v podstatě již žádný zdroj, který by plasmatu předával energii, při pokročilejším modelu se plasma dále zahřívá a stále efektivně pohlcuje energii až na výsledných zhruba 75% z celkové energie záření (obr. 4.10). Tento efekt také ovlivní tvar a teplotu vzniklé plasmové korony, především pak na spodní straně terčíku, obr. 4.11.

V případě dopadu pod úhlem 30 stupňů se uplatnila rezonanční absorpce pouze v zanedbatelné míře jednotek promile z celkové energie. V případě kolmého dopadu byl její podíl podobný výsledku interakce s masivním terčíkem (tab. 4.2.5). Lze očekávat, že mezi těmito dvěma úhly existuje jistá hodnota, pro kterou nabývá rezonanční frekvence v závislosti na vlnové délce laseru svého maxima [11].



Obrázek 4.13: Interakce laserového záření s hliníkovou fólií popsaná modelem trasování paprsků. Třetí harmonická frekvence laseru, poloměr fokusu 100 μm . Kolmý (a) a šikmý (b) dopad záření. Vlevo teplota, vpravo logaritmus hustoty a dole divergence intenzity spolu s paprsky záření.

Závěr

V této práci jsme popsali fyzikální základy šíření a absorpce nanosekundových laserových pulsů v plasmatu. Uvedli jsme zde numerický model absorpce s trasováním paprsků předpokládající konstantní hodnoty parametrů v buňkách výpočetní sítě se skoky na hranách. Navrhli jsme algoritmus pro použití tohoto modelu na Lagrangeovských sítích při hydrodynamickém modelování plasmatu ve 2D. Tento model jsme otestovali a provedli jeho srovnání s jednoduchou absorpcí záření na kritické ploše.

Jaký byl tedy přínos naší práce? Prezentovali jsme zde model absorpce s trasováním paprsků, zahrnující útlum záření inverzním brzdícím zářením a rezonanční absorpci, navrhli a provedli jsme jeho implementaci do hydrodynamického kódu PALE na logicky ortogonální čtyřúhelníkové výpočetní síti. Provedli jsme porovnání směru šíření paprsků záření pro tento model spolu s přímou numerickou integrací paprskové rovnice. Metodu absorpce s trasováním paprsků jsme na závěr otestovali pro případ interakce záření s několika druhy pevných terčů, konkrétně pro kolmý dopad záření na masivní terč a na dvojici fólií. Pro šikmý dopad záření na tenkou hliníkovou fólii jsme provedli porovnání s modelem absorpce na kritické ploše.

Literatura

- [1] J. Velechovský. *Modelování absorpce laserového záření v plazmatu*. Bakalářská práce, ČVUT FJFI, 2009.
- [2] K. Eidmann, J. Meyer ter Vehr, and T. Schlegel. *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*. Phys. Rev. E, **62**(1):1202-1214, 2000.
- [3] N. N. Demchenko and V. B. Rozanov. *A hydrodynamic model of interaction of picosecond laser pulses with condensed targets*. J. of Russian Laser Research, **22**(3):228-242, 2001.
- [4] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon press, Oxford, 1980.
- [5] I. G. Lebo, N. N. Demchenko, A. B. Iskakov, J. Limpouch, V. B. Rozanov, and V. F. Tishkin. *Simulation of high-intensity laser-plasma interactions by use of the 2D Lagrangian code "ATLANT-HE"*. Laser and Particle Beams, **22**:267-273, 2004.
- [6] M. Shashkov. *Conservative Finite-Difference Methods on General Grids*. CRC Press, Boca Raton, Florida, 1996.
- [7] T. Kapin, M. Kuchařík, J. Limpouch, R. Liska, and P. Váchal. *Arbitrary Lagrangian Eulerian method for laser plasma simulations*. Int. J. Numer. Meth. Fl., **56**(8):1337-1342, 2008.
- [8] M. Kuchařík. *Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) Methods in Plasma Physics*. PhD thesis, CTU FNSPE, 2006.
- [9] S. Eliezer, *The Interaction of High-power Lasers with Plasmas*. IOP Publishing Ltd, Bristol, 2002.
- [10] A. B. Iskakov, I. G. Lebo, and V. F. Tishkin. *2D numerical simulation of the interaction of high-power laser pulses with plane targets using the "ATLANT-C" Lagrangian code*. J. of Russian Laser Research, **21**(3):247-263, 2000.
- [11] S. Atzeni, J. Meyer-ter-Vehn. *The physics of inertial fusion*. Clarendon Press, Oxford, 1984, ISBN-13: 978-0-19-856264-1.

- [12] T. B. Kaiser. *Laser ray tracing and power deposition on an unstructured three-dimensional grid*. Phys. Rev. E, **61**(1):895-905, 2000.
- [13] G. J. Pert. *The analytic theory of linear resonant absorption*. Plasma Physics, **20**:175-188, 1978.
- [14] N. Rawlinson, J. Hauser, M. Sambridge. *Seismic ray tracing and wavefront tracking in laterally heterogeneous media*. Advances in Geophysics, **49**, 2007.
- [15] T. Speziale, and P. J. Catto. *Linear wave conversion in an unmagnetized, collisionless plasma*. The Physics of Fluids, **20**(6):990-997, 1977.
- [16] O. Renner, R. Liska, and F. B. Rosmej. *Laser-produced plasma-wall interaction*. Laser and Particle Beams, **27**:725-731, 2009.