

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze



**Energetické ztráty nabitých částic v
plazmatu a tzv. warm dense matter**

**Charge particle energy losses in plasma
and warm dense matter**

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Petr Pokorný
Vedoucí práce: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.
Rok: 2022



Katedra: fyziky

Akademický rok: 2021/2022

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Student: Petr Pokorný

Studijní program: Aplikace přírodních věd

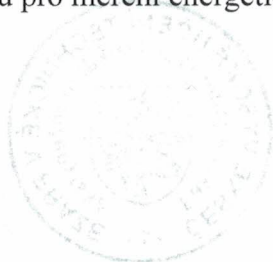
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Název práce: Energetické ztráty nabitých částic v plazmatu a v tzv. warm dense matter
(česky)

Název práce: Charged particle energy losses in plasma and warm dense matter
(anglicky)

Pokyny pro vypracování:

- 1) seznámte se ze základy fyziky plazmatu a tzv. warm dense matter
- 2) seznámte se s interakcí nabitých částic v běžné chladné hmotě, ale také v plazmatu a warm dense matter
- 3) seznámte se s metodami měření ionizačních ztrát
- 4) navrhnete vhodnou diagnostiku pro měření energetických ztrát v látce, aby dosáhla co největšího rozlišení



Doporučená literatura:

- [1] A. Piel: An introduction to laboratory, space and fusion plasmas, Springer, 2017
- [2] P.A. Zyla et al.(Particle Data Group): Review of Particle Physics. Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020)
- [3] K. Falk: Experimental methods for warm dense matter research. High Power Laser Sci. Eng. 6, E59 (2018)

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

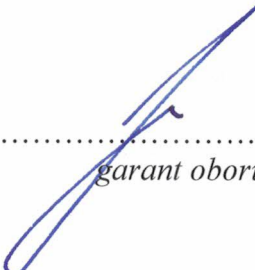
Ústav fyziky plazmatu AV ČR, v. v. i.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

Datum zadání bakalářské práce: 20.10.2021

Termín odevzdání bakalářské práce: 07.07.2022


Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

.....

garant oboru

.....

vedoucí katedry



.....

děkan

V Praze dne 20.10.2021

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorských zákonů).

V Praze dne

.....
Petr Pokorný

Poděkování

Děkuji svému vedoucímu Ing. Miroslavu Krůsovi, Ph.D. za cenné rady, věcné poznámky a vstřícnost při konzultacích a při vypracování této bakalářské práce.

Petr Pokorný

Název práce:

Energetické ztráty nabitých částic v plazmatu a tzv. warm dense matter

Autor: Petr Pokorný

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Miroslav Krůs, Ph.D.

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

Abstrakt: Cílem této práce je představit dosavadní teoretické poznatky o energetických ztrátách nabitých částic v klasické chladné látce, v plazmatu a tzv. warm dense matter. Na základě takto získaných teoretických poznatků určit velikost energetických ztrát a navrhnout vhodnou metodu a diagnostiku s dostatečným časovým rozlišením pro měření takovýchto ztrát. Experimentálně určíme tzv. 'jitter' fotonásobiče, který budeme využívat pro detekci částic, a na základě toho poté určíme časové rozlišení a tedy i energetické rozlišení experimentu.

Klíčová slova: energetické ztráty; plazma; warm dense matter; time of flight; fotonásobič

Title:

Charge particle energy losses in plasma and warm dense matter

Author: Petr Pokorný

Abstract: The aim of the project is to introduce existing theory about the energy losses in the classical cold matter, in plasma and in warm dense matter. Based on this theoretical knowledge we try to determine the magnitude of these energy losses and design a suitable method and diagnostics with sufficient time resolution for measuring these losses. We experimentally determine the jitter of photomultiplier, which we use for particle detection, and from that we determine the time resolution and energy resolution of the experiment.

Key words: stopping power; plasma; warm dense matter; time of flight; photomultiplier

Obsah

Úvod	5
1 Základní vlastnosti plazmatu	6
1.1 Debyeovo stínění	6
1.2 Plazmová frekvence a parametr vázanosti	7
1.3 Parametr degenerace	7
1.4 Srážková frekvence a Coulombův logaritmus	8
2 Warm dense matter	9
2.1 Vlastnosti WDM	9
2.2 Generace plazmatu a WDM	9
3 Energetické ztráty nabitých částic.	12
3.1 Průchod částic chladnou látkou	12
3.1.1 Energetické ztráty těžkých částic	13
3.1.2 Energetické ztráty elektronů	15
3.2 Energetické ztráty v plazmatu a WDM	18
4 Experimentální měření energetických ztrát	21
4.1 Metoda Time of Flight	22
4.2 Fotonásobič	23
5 Měření časového rozlišení fotonásobiče	26
5.1 Uspořádání experimentu	26
5.2 Jitter náběžné doby	28
5.3 Jitter transite-time	30
5.4 Diskuze výsledků	33
Závěr	34
Literatura	35

Úvod

Studiem interakce částic s látkou se zabývají fyzici již od počátku 20. století. Ve 30. letech 20. století přišel německý fyzik Hans Albrecht Bethe s teorií, která popisuje energetické ztráty částic při průchodu látkou. Od té doby byla jeho teorie mnohokrát vylepšena a její platnost rozšířena na větší škálu energií. V dnešní době jsme už schopni poměrně přesně předpovídat energetické ztráty různých projektilů, pro velkou řadu látek a existuje i spousta volně přístupných databází.

Termojaderná fúze je v dnešní době velmi perspektivní jako zdroj téměř neomezené energie pro člověka. Dva hlavní přístupy k využití "energie hvězd" zde na zemi jsou magnetické udržení (tokamak, stellarátor...) a inerciální udržení (přímé a nepřímé zapálení, fast ignition...). Při sloučení dvou jader paliva (deterium a tritium) vzniká α -částice, která poté interaguje a předává energii obklopujícímu plazmatu. Pro správné pochopení fúze je potřeba znát, jak probíhá tato interakce a jaké množství energie předá částice plazmatu. Z tohoto důvodu je důležité zkoumání energetických ztrát částic v plazmatu. V dnešní době existuje velké množství teorií popisujících energetické ztráty, na druhou stranu jen velmi málo věrohodných experimentálních výsledků, které by tyto teorie podporovaly.

Inerciální fúze v podstatě využívá malé výbuchy jaderného paliva jako zdroj energie. K dosažení termojaderné fúze je nutné palivo, ve formě peletek stlačit do velmi malého objemu a zahřát ho na dostatečně vysokou teplotu. Z energetických důvodů je důležité, aby stlačení proběhlo před samotným zahřátím na termojadernou teplotu. Při stlačování však dochází k ohřevu paliva uvolněnými elektrony. Po krátkou dobu při stlačování dochází ke vzniku stavu látky, která se nazývá warm dense matter. Interakce a energetické ztráty jak elektronů, tak i těžších částic s látkou ve stavu warm dense matter jsou dnes téměř bez experimentálních poznatků. Pro správné zvládnutí inerciální fúze je však tato vlastnost velmi důležitá, a proto je potřeba experimentálně ověřit existující teorie a předpovědět tak velikost energetických ztrát.

V této práci si představíme teorie popisující energetické ztráty v klasické chladné látce, v plazmatu a ve warm dense matter. Na základě teoretických předpovědí se poté pokusíme navrhnout experiment na měření těchto ztrát. Uvedeme si metodu a způsob detekce částic, pomocí kterých dosáhneme co největšího energetického rozlišení, a tedy nejvyšší přesnosti. Ukážeme si blíže princip fotonásobiče, který budeme využívat pro detekci částic. Proměříme dvě důležité vlastnosti fotonásobiče: náběžnou dobu a transite-time pro náš typ fotonásobiče a na základě těchto vlastností určíme časové a tedy i energetické rozlišení. Nakonec určíme, zda námi použitý fotonásobič má dostatečné časové rozlišení pro přesné měření energetických ztrát částic.

Kapitola 1

Základní vlastnosti plazmatu

V první kapitole si představíme základní poznatky o plazmatu, které budeme využívat v další části bakalářské práce při popisu warm dense matter a laserového plazmatu. Budou to pojmy jako Debyeova délka, plazmová frekvence, parametr vázanosti a kolektivní chování. V této kapitole bylo čerpáno především z knih [1] a [2].

1.1 Debyeovo stínění

Jako definici plazmatu využijeme definici použitou v knize [1], "Plazma je kvazineutrální systém nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování". Díky vlastnosti volně pohyblivých nabitých částic je plazma schopné odstínit elektrický potenciál. Uvažujme bodový testovací náboj. Ve vakuu bude elektrický potenciál klesat se vzdáleností podle $\frac{1}{r}$. V plazmatu bude testovací náboj přitahovat opačně nabitě částice a odpuzovat částice stejného náboje. Tento fakt bude způsobovat stínění testovacího náboje. Elektrický potenciál v okolí testovacího náboje bude tvaru

$$\varphi = \frac{q_t}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (1.1)$$

kde q_t je velikost testovacího náboje, r je vzdálenost od testovacího náboje a λ_D je Debyeova délka. Můžeme tedy vidět, že na vzdálenosti λ_D klesne velikost elektrického potenciálu na hodnotu $1/e$ velikosti potenciálu ve vakuu. Celkové stínění v plazmatu je způsobeno jak elektrony, tak kladně nabitými ionty. Debyeova délka je tedy dána vztahem

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2}, \quad (1.2)$$

kde platí

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}\right)^{1/2} \quad \lambda_{Di} = \left(\frac{\varepsilon_0 k_B T_i}{Z n_e e^2}\right)^{1/2}, \quad (1.3)$$

kde $T_{e,i}$ je elektronová, resp. iontová teplota a $n_{e,i}$ je elektronová, resp. iontová hustota, k_B je Boltzmanova konstanta, e je elektrický náboj elektronu, ε_0 je permitivita vakua a Z je protonové číslo daného iontu.

Nyní, když máme zaveden pojem Debeyovy délky, můžeme definovat plazmatický parametr a vyjasnit pojmy kvazineutralita a kolektivní chování použité v samotné definici

plazmatu. Plazmatický parametr, N_D , definujeme jako počet elektronů v kouli o poloměru λ_D . Platí tedy

$$N_D = \frac{4\pi\lambda_D^3 n_e}{3}. \quad (1.4)$$

Nabitě částice v plazmatu interagují jak prostřednictvím makroskopických elektromagnetických polí, tak pomocí přímých tzv. binárních interakcí. Pokud v plazmatu dominuje působení pomocí makroskopických polí hovoříme o kolektivním chování. Díky vlastnosti plazmatu odstínit elektrický náboj se binární interakce projevují na vzdálenostech menších než je Debyeova délka. Plazma označíme za kvazineutrální pokud na vzdálenostech větších než je Debyeova délka je neutrální. Na vzdálenostech menších než je tato délka může docházet k odchýlkám od neutrality látky.

V další části si uvedeme, některé důležité parametry a veličiny pro popis plazmatu. Většina z uvedených vztahů bude platná pro ideální plazma. O ideálním plazmatu hovoříme, pokud je kvazineutrální a dominuje v něm kolektivní chování v důsledku makroskopických nábojů a proudů.

1.2 Plazmová frekvence a parametr vázanosti

Plazma obsahuje jak elektrony, tak mnohonásobně těžší ionty s opačným nábojem. Tyto částice budou k sobě přitahovány elektromagnetickou silou a lehčí elektron bude oscilovat kolem iontu. Frekvence této oscilace se nazývá elektronová plazmová frekvence. Frekvence těchto oscilací je dána vztahem

$$\omega_e = \left(\frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}. \quad (1.5)$$

Kladně nabitě ionty mají konečnou hmotnost a proto jsou také ovlivněny elektrony a oscilují s vlastní frekvencí ω_p . Tato frekvence je však vzhledem k velké hmotnosti iontů malá. Celková plazmová frekvence je poté dána součtem

$$\omega_{plaz.}^2 = \omega_e^2 + \omega_p^2. \quad (1.6)$$

Další důležitá veličina popisující vlastnosti plazmatu je tzv. parametr vázanosti, který nám udává poměr mezi energií Coulombovské interakce mezi nabitými částicemi nacházející se v těsné blízkosti o střední vzdálenosti R

$$R = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3}, \quad (1.7)$$

kde n je hustota plazmatu a střední kinetickou energií. Pro klasické plazma má parametr vázanosti hodnotu

$$\Gamma = \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 RT}. \quad (1.8)$$

1.3 Parametr degenerace

Elektrony a protony jsou částice s poločíselným spinem, řídí se tudíž Fermi-Diracovou statistikou. Podle Pauliho vylučovacího principu nemohou mít dva fermiony v uzavřeném

systému stejná všechna kvantová čísla. Z toho mimo jiné plyne, že i pokud bychom ochladili systém na teplotu $T = 0$ K nemohli by mít všechny fermiony nulovou energii. Fermiony v látce budou obsazovat postupně energetické hladiny až do nejvyšší, která se nazývá Fermiho energie. Fermiho energie pro elektrony je definována následovně

$$E_F = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e} \left(\frac{3n_e}{\pi} \right)^{2/3} \quad (1.9)$$

kde n_e je elektronová hustota a m_e je hmotnost elektronů a \hbar je redukovaná Planckova konstanta. Definujeme parametr degenerace

$$\Theta = \frac{k_B T}{E_F}, \quad (1.10)$$

který je dán jako poměr termální energie elektronů k jejich Fermiho energii.

1.4 Srážková frekvence a Coulombův logaritmus

V plazmatu dochází neustále ke srážkám nabitých částic. Tyto binární srážky probíhají prostřednictvím Coulombovské interakce. Uvažujme nalétající částici o náboji q_0 , hmotnosti m_0 , rychlosti v_0 na nehybnou částici o náboji q_1 (obecně se v plazmatu samozřejmě částice běžně pohybují různými vzájemnými rychlostmi, pomocí přechodu do vhodné vztažné soustavy však můžeme vždy dostat případ jedné částice nalétávající na nehybnou částici) a se srážkovým parametrem b . Kolmá složka rychlosti nalétávající částice po srážce bude

$$v_{\perp} = \frac{q_0 q_1}{2\pi \epsilon_0 m_0 b v_0} = \frac{v_0 b_0}{b}, \quad (1.11)$$

kde jsme si jako b_0 označili tzv. Landauovu délku. Tento parametr odpovídá rozptylům do úhlů 90° . Pro srážkovou frekvenci rozptylů do velkých úhlů platí vztah

$$\nu_L = \frac{n_0 q_0^2 q_1^2}{4\pi \epsilon_0^2 m_0^2 v_0^3}. \quad (1.12)$$

Uvažujme nyní elektrony s tepelnou rychlostí v_T . Pro takovéto elektrony bude srážková frekvence rovna

$$\nu_e = \frac{8\pi n_e e^4}{(4\pi \epsilon_0)^2 \sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2}} (1 + \ln \Lambda), \quad (1.13)$$

kde $\ln \Lambda$ Coulombův logaritmus definujeme jako

$$\ln \Lambda = \ln \frac{\lambda_{De}}{b_0} = \ln 2\pi n_e \lambda_{De}^3 = \ln \frac{3}{2} N_D. \quad (1.14)$$

Tato veličina nám udává poměr frekvencí všech srážek a těch srážek, při kterých dojde k rozptylu do úhlu 90° .

Kapitola 2

Warm dense matter

V této kapitole se seznámíme s vlastnosti látky, která se nachází ve stavu tzv. warm dense matter¹ (dále jen WDM). Pokusíme se zadefinovat, jaké stavy látky obecně zahrnuje WDM a zařadíme si ji pomocí dříve definovaných parametrů, představených v kapitole o plazmatu. Nakonec kapitoly si představíme, kde se můžeme s WDM setkat a důležitost jejího výzkumu. V této kapitole čepáme především z článku [3].

2.1 Vlastnosti WDM

WDM nazýváme obecně stavy látky s vysokými teplotami mezi 0,1 až 100 eV² a hustotami odpovídající pevným látkám. WDM v mnoha případech také dosahuje vysokého tlaku přes 1 Mbar. Při takovýchto tlacích a teplotách jsou elektrony částečně nebo i úplně degenerované, z toho důvodu není možné zanedbat kvantové efekty, které zanedbáváme u ideálního plazmatu. Mimo jiné je i toto důvod, proč je velmi složitý teoretický popis WDM.

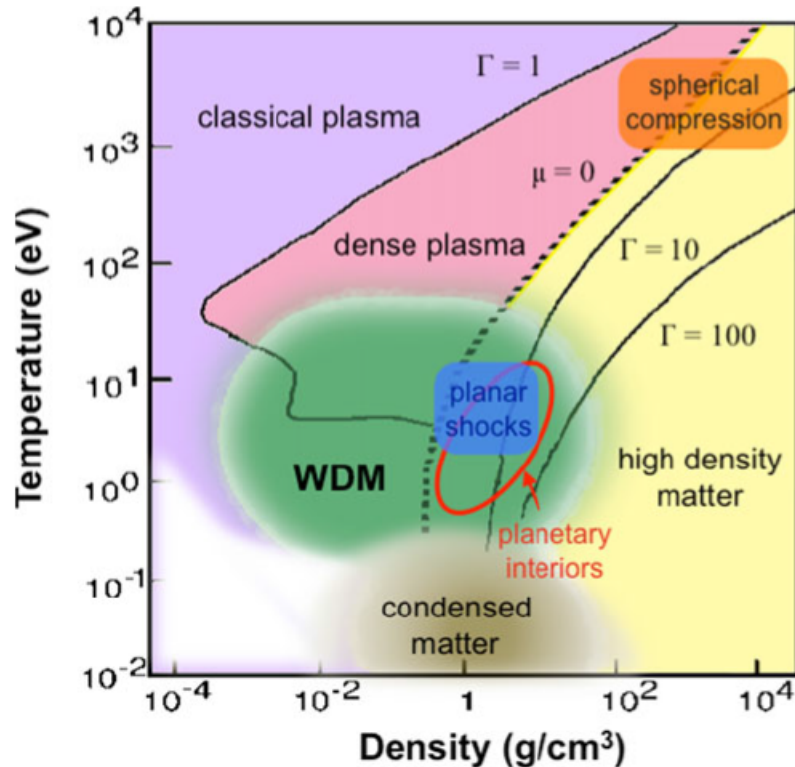
Pokud hovoříme o stavech látky, je velmi výhodné využít fázový diagram. Takový diagram pro WDM je na Obr. 2.1. Pro zařazení WDM do fázového diagramu využijeme především parametr vázanosti Γ . Parametr vázanosti pro klasické plazma nabývá hodnoty menší než 1. U kondenzovaných látek, například pevné látky za pokojové teploty mají parametr vázanosti v řádu několik desítek. Parametr vázanosti pro WDM odpovídá přibližně jednotce. Další důležitý parametr, představený dříve, který využíváme pro zařazení WDM mezi ostatní stavy látky je parametr degenerace Θ . Parametr degenerace nabývá pro WDM hodnot okolo jedničky. Tento fakt by také mohl sloužit jako jedna z definic WDM [4]. WDM je stav látky, při kterém parametr degenerace a vázanosti nabývá hodnot okolo jedničky.

2.2 Generace plazmatu a WDM

Jedním ze způsobů, jakým vytvořit plazma v laboratorních podmínkách je využití energetických laserů [5]. Při dopadu laserového záření na terč, bude docházet k absorpci záření a k tzv. ablaci. Tyto procesy se budou lišit v závislosti na délce impulzu. Pro fs impulzy

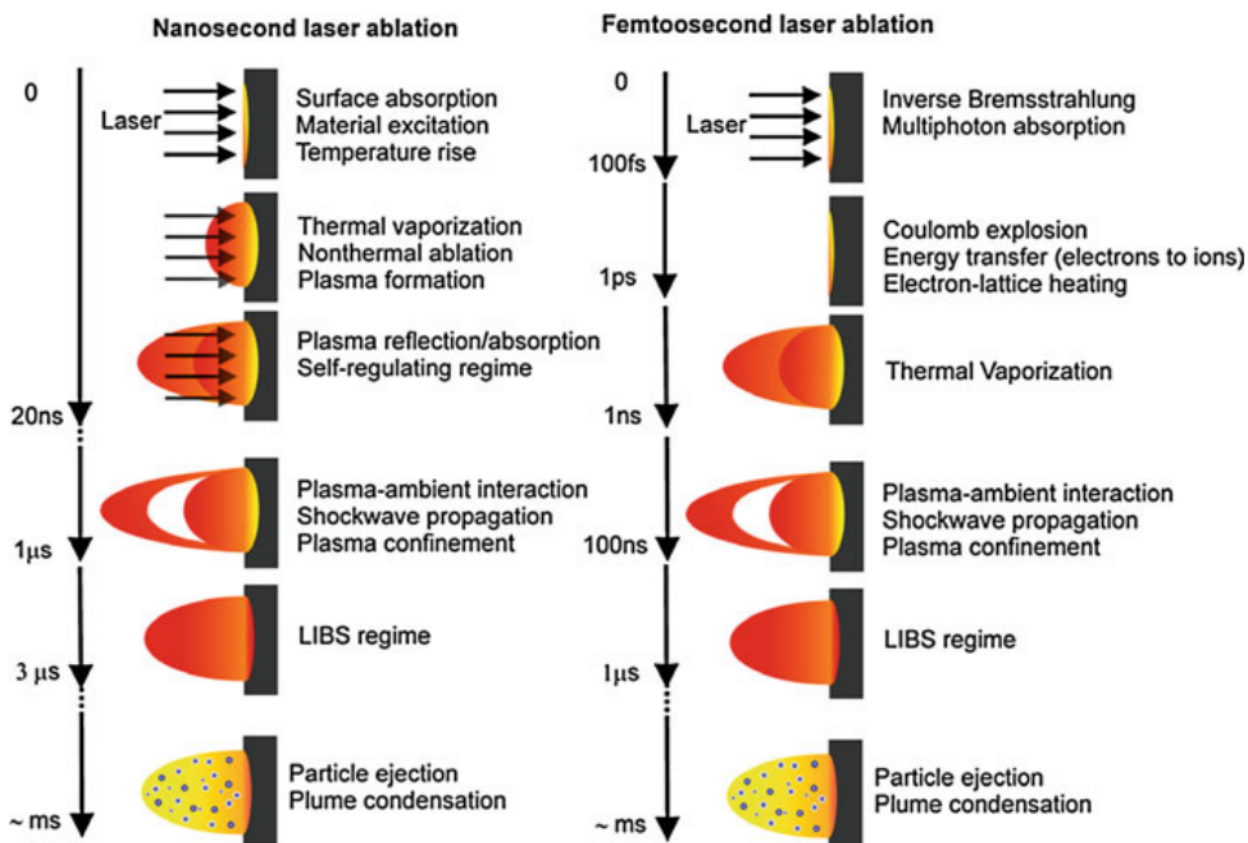
¹V češtině není terminologie ustálená, proto se budeme držet anglického názvu warm dense matter.

²Pro převod teploty z eV na K platí vztah $1 \text{ eV} = 11\,600 \text{ K}$.



Obrázek 2.1: Fázový diagram závislosti teploty na hustotě pro různé stavy látky. Parametr vázanosti pro klasické plasma je okolo 1. WDM má teploty v rozmezí 0,1 až 100 eV a hustotu obdobnou jako pevné látky. Převzato z [3].

bude proces absorpce a ablace mnohem složitější než pro ns impulzy a to z toho důvodu, že fs impulz je mnohem kratší než charakteristické časové škály atomárních procesů, jako je přenos energie z elektronů na ionty nebo tepelné vedení. Z těchto důvodů bude i proces expanze oproti ns impulzům jiný, protože bude probíhat až několik pikosekund po absorpci laserového záření. Rozdíl je vyobrazen na Obr. 2.2. Při interakci laserového záření s pevným terčem, předávají fotony energii elektronům v terči. Tento proces se nazývá absorpce inverzním brzdným zářením (anglicky inverse bremsstrahlung absorption). Pokud bude kinetická energie elektronu po absorpci fotonu dostatečně vysoká dojde k ionizaci a vzniku elektromagnetické spršky. U fs impulzů dochází k ablaci, tedy k vypaření části terče, až několik pikosekund po absorpci záření. K ablaci dochází pouze pokud je energie laserového záření dostatečně velká. Při takové energii dojde po absorpci záření k uvolnění elektronů ven z materiálu. Tím se vytvoří elektrické pole mezi těmito elektrony a ionty v terči. Pokud bude energie těchto elektronů větší než vazebná energie iontů v atomové mřížce terče, dojde k vytržení iontů ven z materiálu. Při velmi vysokých energiích bude tento proces následován i tepelným vypařováním. Ablace vytvoří silný tlak na terč, čímž dojde k silnému stlačení materiálu. Tímto procesem dochází k podmínkám potřebným pro vytvoření WDM. Časová škála existence WDM bude záviset na procesu jeho vytváření a bude existovat po dobu, než plazma stihne výrazně expandovat. Prakticky tedy bude doba existence WDM řádově několik fs až ps.



Obrázek 2.2: Porovnání interakce laserového záření s pevným terčem pro nanosekundový a femtosekundový pulz. Můžeme jasně vidět, že pro fs pulz dochází k ablací několik pikosekund po absorpci záření. Převzato z [5].

Jedním z významů zkoumání WDM je i ten, že výše popsané procesy probíhají i při inerciální fúzi. U té také dochází k ablací terče a na určitý časový okamžik také dochází ke vzniku WDM. Vzhledem k tlakům a teplotám potřebným k výskytu WDM je častým místem výskytu WDM vnitřek plyných obrů (např. Uran, Neptun). Dalším místem výskytu WDM jsou planety s horkými metalickými jádry. Je tedy zjevné, že význam zkoumání WDM je důležitý jak pro astrofyziku, tak například pro geologii.

Kapitola 3

Energetické ztráty nabitých částic.

V této kapitole se seznámíme z chováním částic, při průchodu chladnou látkou, plazmatem i WDM. Pro chladnou látku si popíšeme chování lehkých částic (elektronů) i těžkých částic (iontů). Při popisu energetických ztrát v plazmatu si zavedeme velmi často využívanou dielektrickou funkci, používanou pro projektily s nižšími energiemi a uvedeme si i Bethe-Blochův přístup pro vyšší energie projektilů. Samozřejmě pro popis energetických ztrát v plazmatu existuje spousta modelů, my si však zmíníme tyto dva používané nejčastěji. Při popisu energetických ztrát ve WDM můžeme opět využít popisu pomocí dielektrické funkce, protože si ukážeme, že existuje dielektrická funkce platná pro všechny degenerace plazmatu. Uvedeme si i model používaný stále častěji a tím je tzv. time-dependent density functional theory. Nakonec je důležité zmínit, že přestože si pro chladnou látku uvedeme teoretický model popisující energetické ztráty lehkých částic (elektronů a pozitronů), pro plazma žádný spolehlivý teoretický model neexistuje. Z toho důvodu jsou všechny teoretické modely uvedené pro plazma platné pouze pro těžké částice.

3.1 Průchod částic chladnou látkou

Chování částic, které prochází látkou, se bude lišit v závislosti na hmotnosti a typu částice. Nabité částice interagují dominantně s elektrony v atomových obalech atomů látky. Dochází tedy především k ionizaci a rozptylu na elektronech. Při nízkých energiích se projevuje i vliv interakce s atomovými jádry. Energetické ztráty částic, tzv. stopping power jako funkci jejich kinetické energie E_{kin} definujeme jako změnu energie na element dráhy [8]

$$S(E_{kin}) = -\frac{dE_{kin}}{dx}. \quad (3.1)$$

Při odvozování energetických ztrát, se využívá veličina účinný průřez σ a diferenciální účinný průřez. Účinný průřez definujeme jako

$$\sigma = \frac{R}{N\Gamma}, \quad (3.2)$$

kde R je četnost reakcí, N je počet částic v terči a Γ je velikost toku ostřelujících částic.

3.1.1 Energetické ztráty těžkých částic

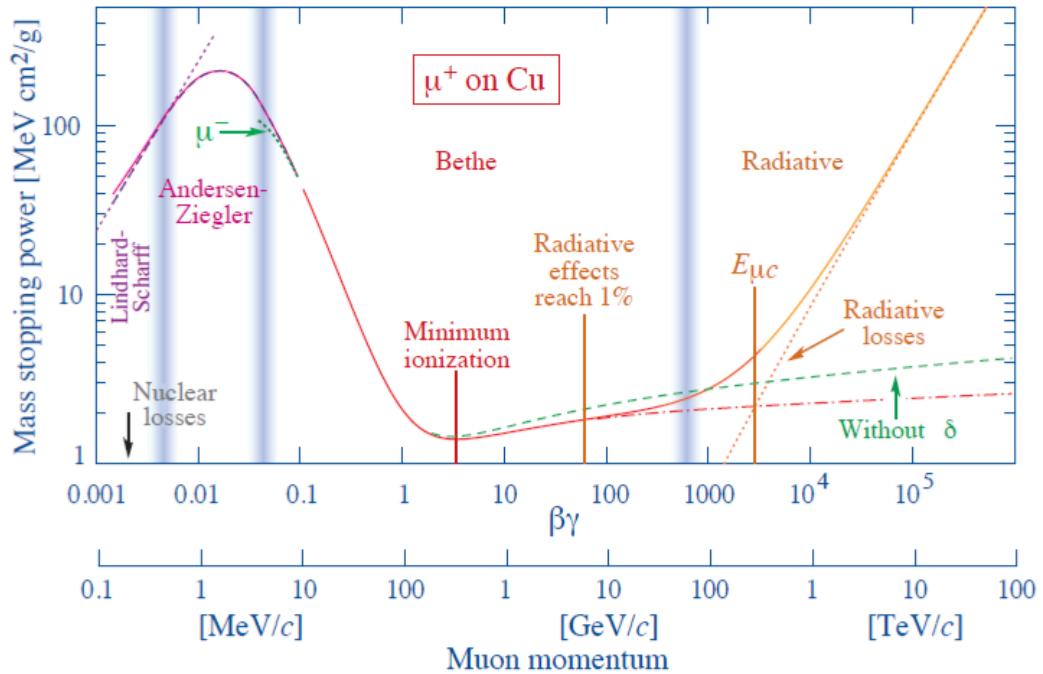
Pod těžkými částicemi budeme rozumět každou částici těžší než elektron a pozitron. Při jedné kolizi projektilu v látce, ztratí nalétávající částice energii W . Při interakci s volnými elektrony dostáváme Rutherfordův diferenciální účinný průřez ve tvaru

$$\frac{d\sigma_R(W, \beta)}{dW} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 z^2 (1 - \beta^2 W/W_{max})}{\beta^2 W^2}, \quad (3.3)$$

kde ze je náboj projektilu a W_{max} je maximální možná předaná energie při jedné srážce. Tento vztah však platí pro rozptyl na volných elektronech. V látce však máme elektrony vázané. Pro vázané elektrony dostáváme Betheho diferenciální účinný průřez jako

$$\frac{d\sigma_B(W, \beta)}{dW} = \frac{d\sigma_R(W, \beta)}{dW} B(W), \quad (3.4)$$

kde $B(W)$ je Betheho korekční faktor.



Obrázek 3.1: Graf ukazuje energetické ztráty mionu μ^+ v mědi jako funkci jeho hybnosti. Graf je oddělen na tři hlavní části. Přibližně mezi hybnostmi 10 MeV/c až 100 GeV/c jsou energetické ztráty popsány pomocí Betheho teorie.

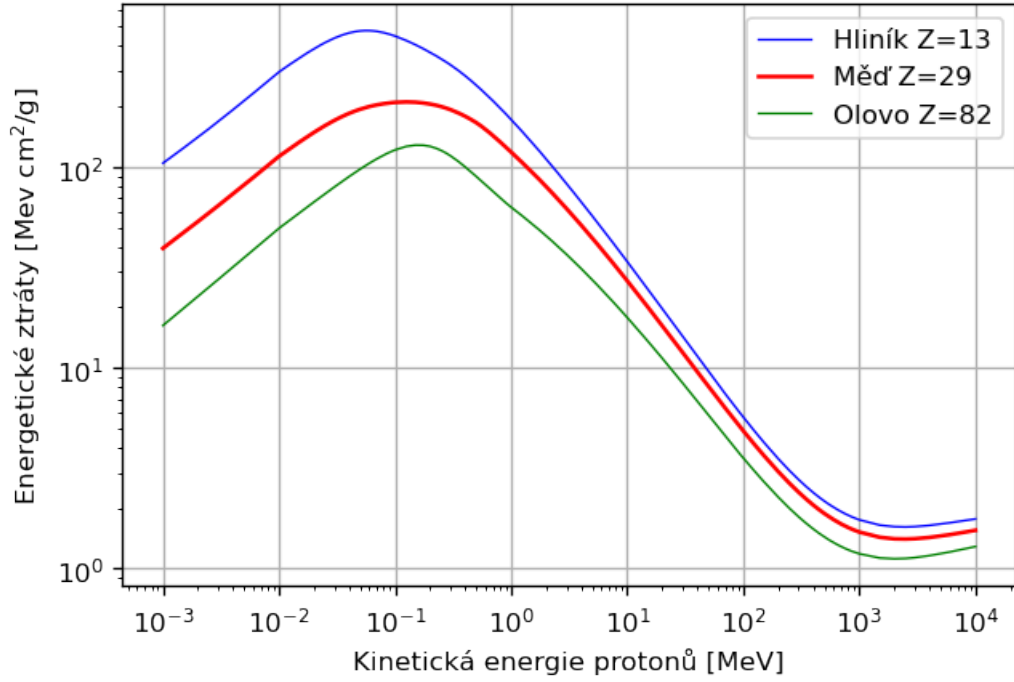
Graf 3.1 ukazuje energetické ztráty dE/dx mionu v mědi. Energetické ztráty se často udávají v jednotce [MeV cm²/g]. Vidíme tedy, že máme ztráty v jednotce délky dělené hustotou látky. To je z toho důvodu, aby nám vyjadřovaly lépe vlastnosti dané látky (především tedy závislost na protonovém čísle Z , viz. Obr. 3.2), než stav v jakém se látka nachází.

Částice budou při průchodu látkou ztrácet energii excitací, ionizací a vyzařováním. Vyzařování se stává dominantní až při vysokých energiích. Hodnota kinetické energie, při

keré je rovnají ztráty ionizační a radiační se nazývá kritická energie. Střední hodnotu energetických ztrát těžkých částic v oblasti energií přibližně $0,1 < \beta\gamma < 1000$ popisuje s přesností na několik málo procent Betheho rovnice [11]

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \quad (3.5)$$

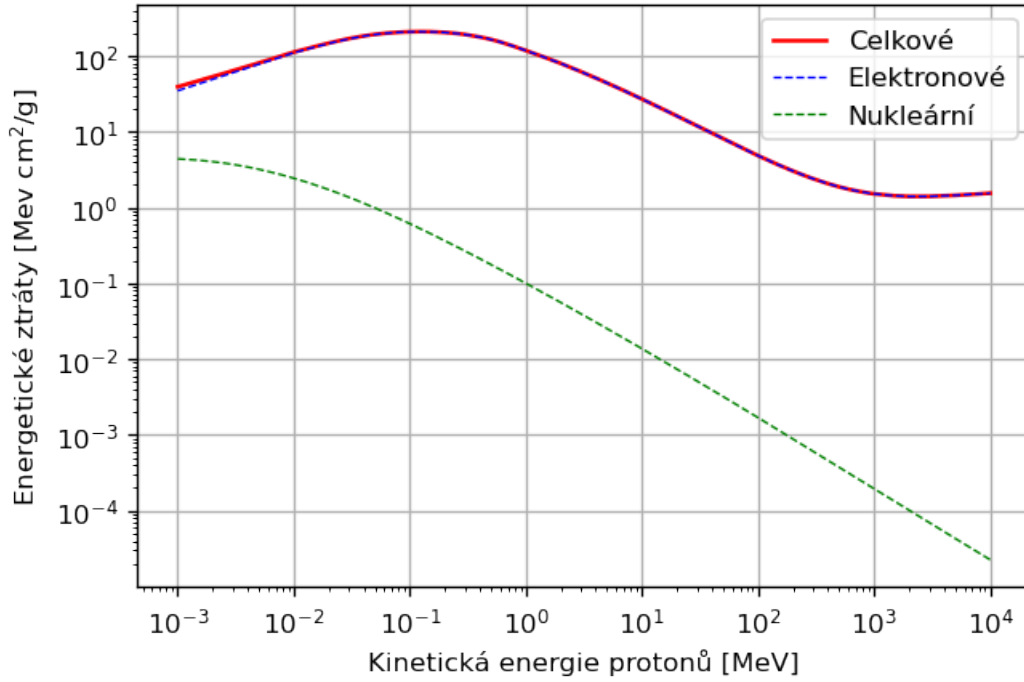
kde $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$, $\delta(\beta\gamma)$ je korekční faktor na hustotu látky jako funkce energie nalétávající částice a I je střední excitační energie pro danou látku.



Obrázek 3.2: Energetické ztráty protonů v různých materiálech [9].

Částice interagují především s elektronovými obaly atomů v látce. Tzv. nukleární energetické ztráty, které jsou způsobeny interakcí nalétávajících částic s jádry atomů jsou řádově nižší než ztráty způsobeny interakcí s elektrony. Při nižších kinetických energiích projektilu se stávají nukleární ztráty důležitějšími. Na Obr. 3.3 můžeme vidět rozdíl v energetických ztrátách protonů na elektronech a na jádrech u mědi.

Bethe odvodil vztah pro energetické ztráty na základě 1. Bornovy aproximace. Ta předpokládá volné elektrony, tudíž je možné ji využít pokud bude energie projektilů výrazně vyšší než bude vazebná energie elektronů v atomových obalech daného terče. Ukazuje se však, že je možné Bornovu aproximaci využít i na nižších energiích pokud budeme uvažovat interagující částice za klasické. Pro energie v intervalu $0,01 < \beta\gamma < 0,05$ neexistuje dostačující teorie, využívají se však různé nafitované funkce odvozené Andersenem a Zieglerem (pro protony) [12]. Pro nižší energie se používá popis odvozený Lindhardem [13], který využívá dielektrické funkce, tedy stejný přístup jaký budeme využívat pro plazma.



Obrázek 3.3: Nukleární a elektronové energetické ztráty nalétávajících protonů v mědi v závislosti na jejich kinetické energii [9].

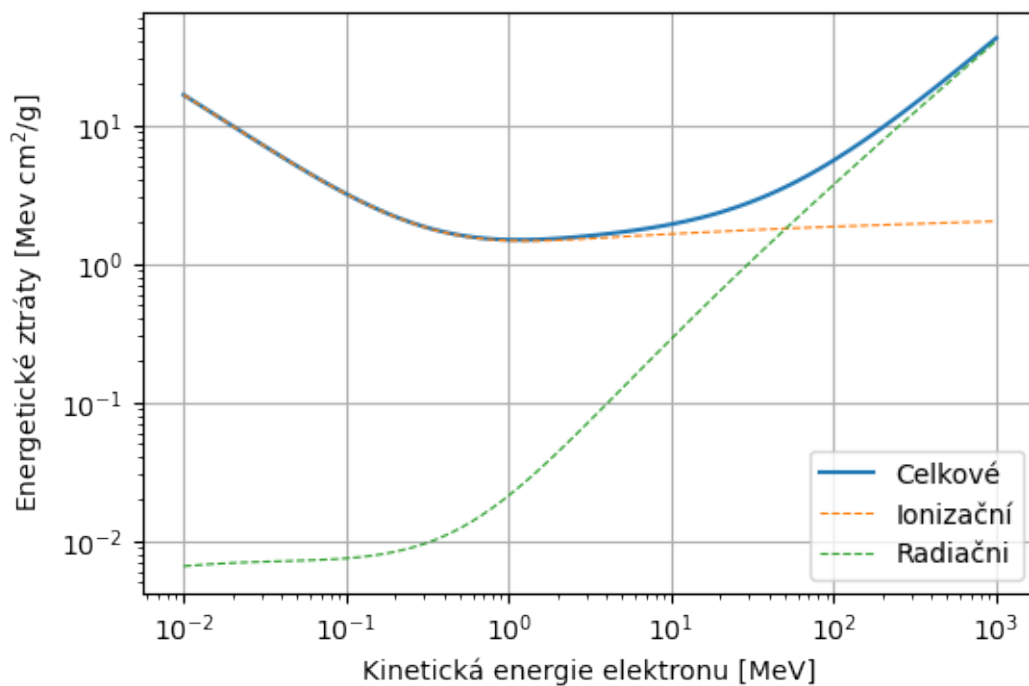
3.1.2 Energetické ztráty elektronů

Elektrony při průchodu látkou ztrácejí energii excitací, ionizací a vyzařováním brzdného záření, tzv. bremsstrahlung. Při nižších energiích dominují ztráty prostřednictvím ionizace a při překročení kritické energie E_c začínají dominovat ztráty prostřednictvím vyzařování (Obr. 3.4).

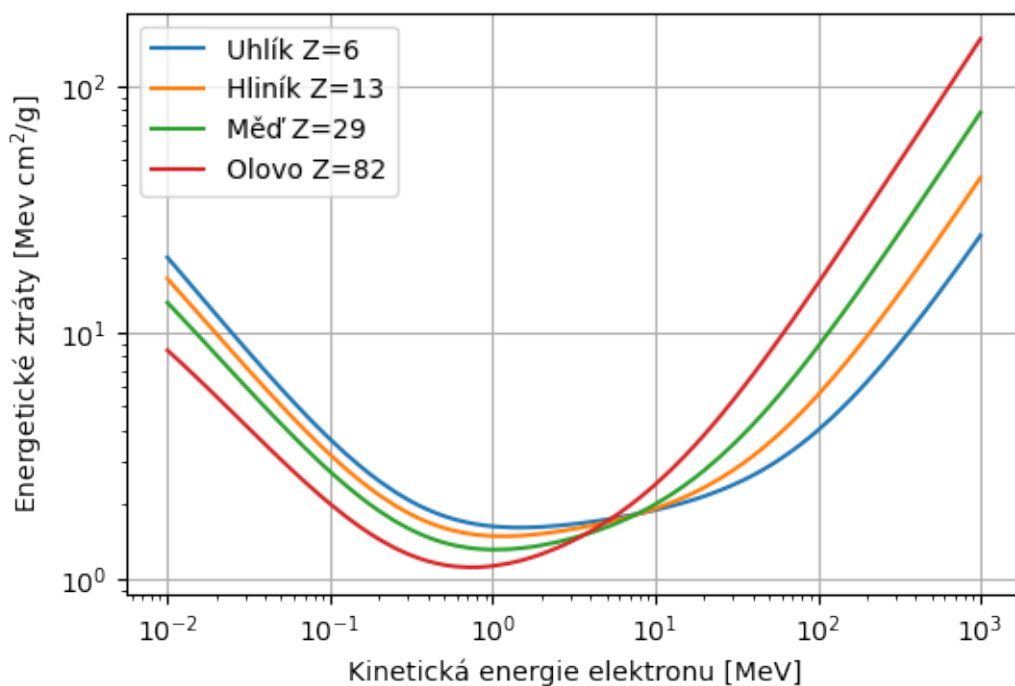
Při průchodu elektronů látkou dochází ke kolizi s elektrony v atomovém obalu. Střední hodnota energetických ztrát je popsána pomocí Møllerovy rovnice [14]

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{1}{2} K \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 m_e c^2 (\gamma - 1) / 2}{I^2} + (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right] \quad (3.6)$$

Møller odvodil tuto rovnici za předpokladu volných elektronů. Při jedné srážce by měla být maximální předaná energie rovna W_{max} . Elektrony jsou však identické a my mezi nimi nemůžeme po srážce rozlišit, proto je maximální předaná energie při srážce poloviční. Energetické ztráty jsou poté počítány pro rychlejší ze dvou elektronů vycházející ze srážky. Z rovnice 3.6 můžeme opět vidět závislost na protonovém čísle Z a na střední excitační energii I podobnou jako tomu bylo u Betheho rovnice 3.5 pro těžké částice. Na Obr. 3.5 můžeme vidět energetické ztráty elektronu při průchodu různými látkami.



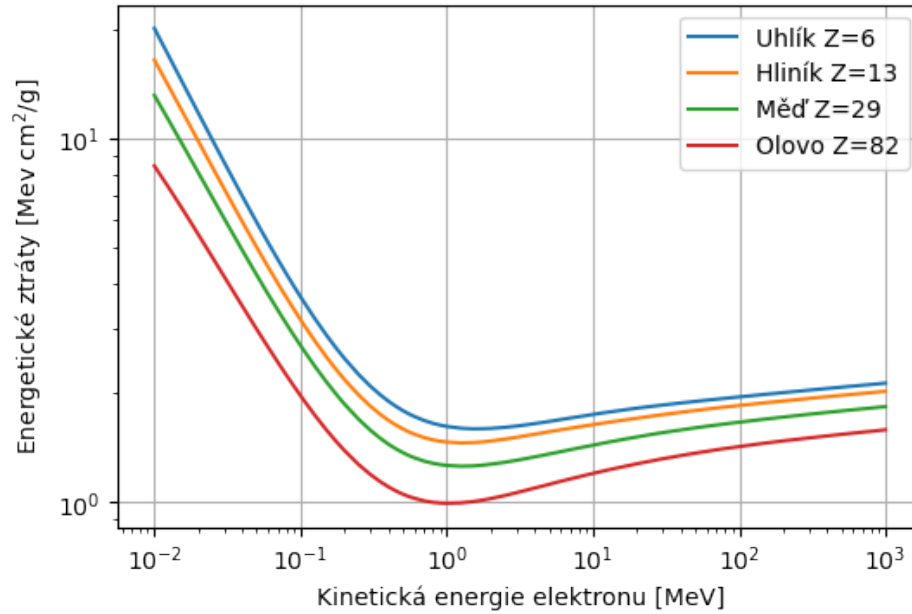
Obrázek 3.4: Radiační a ionizační ztráty elektronu při průchodu hliníkem [10].



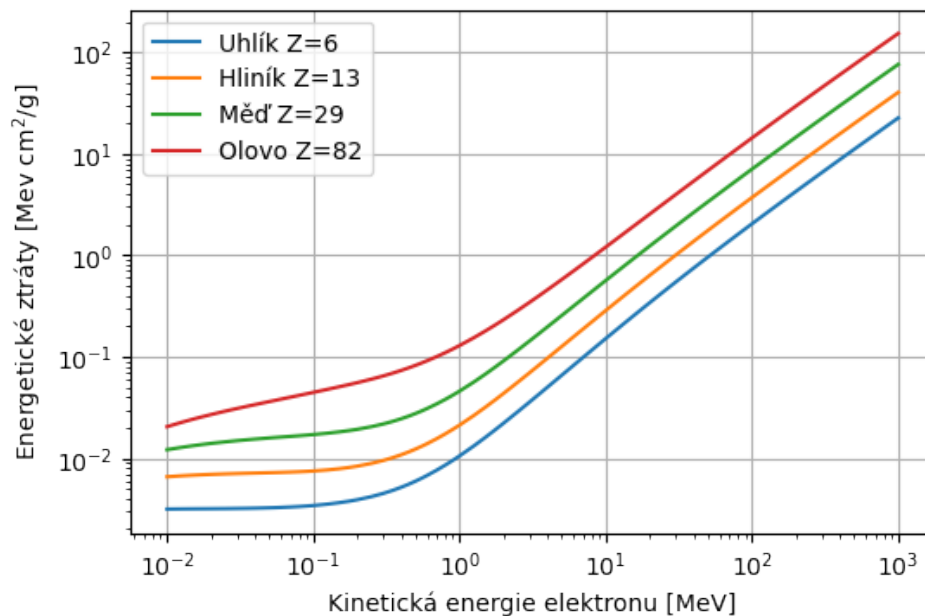
Obrázek 3.5: Energetické ztráty elektronů v různých látkách [10].

Při vysokých energiích převládají energetické ztráty prostřednictvím vyzařování brzdného záření. Energetický elektron je prostřednictvím coulombického odpuzování odkloněn

od původní trajektorie. Dochází tedy k urychlení částice a tudíž z klasické teorie elektromagnetismu vyzáří částice foton, čímž ztratí energii. Radiační délku X_0 definujeme jako střední vzdálenost, na které elektron ztratí $1/e$ jeho energie prostřednictvím vyzářování. Na Obr. 3.6 a Obr. 3.7 můžeme vidět energetické ztráty pro různé látky prostřednictvím ionizace a brzděného záření. Ionizační ztráty s rostoucím Z klesají, zatímco radiační ztráty s rostoucím Z také rostou.



Obrázek 3.6: Energetické ztráty elektronů prostřednictvím ionizace v různých látkách [10].



Obrázek 3.7: Radiační energetické ztráty elektronů v různých látkách [10].

3.2 Energetické ztráty v plazmatu a WDM

Pro popis energetických ztrát v plazmatu existuje spousta modelů. Zmíníme si dielektrický formalismus platný pro nižší energie projektilů a klasický Bethe-Blochův přístup platný pro vyšší energie. Všechny uvedené teoretické poznatky budou platné pro těžké částice. Pro elektrony a pozitrony teorie prakticky neexistuje. Při odvozování energetických ztrát v plazmatu, je třeba vyhodnotit interakci procházející částice s volnými a vázanými elektrony. Standardní přístup bere oba tyto typy interakce a zachází s nimi nezávisle a jednotlivé příspěvky poté sčítá. Energetické ztráty na volných elektronech jsou způsobeny jak binárními srážkami, tak kolektivními efekty. Hlavním přístupem využívaným k popisu energetických ztrát na volných elektronech je využití dielektrické funkce.

Dielektrický formalismus, platný pro nízké energie nalétávajících částic, uvažuje procházející částici jako perturbaci a tudíž energetické ztráty závisí na čtverci jejího náboje [15]. Využitím tzv. random phase approximation lze dospět k dielektrické funkci ve tvaru [16]

$$\varepsilon_{RPA}(k, \omega) = 1 + \frac{1}{4z^2\pi k_F} [g(u+z) - g(u-z)], \quad (3.7)$$

kde

$$g(x) = \int_0^{+\infty} \frac{y dy}{\exp(E_F \beta y^2 - \beta \mu) + 1} \ln \left(\frac{x+y}{x-y} \right), \quad (3.8)$$

kde $u = \omega/kk_F$, k je vlnový vektor, $z = k/2k_F$, $\beta = 1/k_B T$ a $k_F = \sqrt{2E_F}$, kde E_F je Fermiho energie. Přesnější výraz, který využívá zákon zachování počtu elektronů je Merminova dielektrická funkce $\varepsilon_M(k, \omega)$ [17]. Dielektrická funkce, která navíc započítává zákony zachování hybnosti a energie je $\varepsilon_{FCDF}(k, \omega)$ [18].

Energetické ztráty na volných elektronech poté získáme z dielektrické funkce následovně. Pro bodovou částici s nábojem Z a rychlostí v jsou energetické ztráty rovny

$$S_{fe} = \frac{2Z^2}{\pi v} \int_0^\infty \frac{dk}{k} \int_0^{kv} d\omega \omega \operatorname{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon_x(k, \omega)} \right), \quad (3.9)$$

kde

$$\operatorname{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon_x(k, \omega)} \right) \quad (3.10)$$

je tzv. energy-loss function [18] a $\varepsilon_x(k, \omega)$ je libovolná dielektrická funkce z dříve zmíněných. Tento přístup výpočtu energetických ztrát je výhodný z toho důvodu, že může být použit na plazma libovolné degenerace. Celkové energetické ztráty poté dostaneme součtem energetických ztrát na volných a vázaných elektronech.

Uvažujme nyní látku s protonovým číslem Z , která se nachází ve stupni ionizace y . Pro protony s energiemi 0,2-1 MeV a pro plazma o teplotě 0-1000 eV využíváme klasický Bethe-Blochův přístup a energetické ztráty můžeme psát ve tvaru [19]

$$-\frac{dE}{dx} \frac{1}{\rho} = S_{be} + S_{fe} = \frac{4\pi e^4 N_A}{m_e v_p^2 A} [(Z-y)L_{be} + yL_{fe}], \quad (3.11)$$

kde S_{be} je příspěvek od vázaných elektronů a S_{fe} je příspěvek od volných elektronů. A je atomová hmotnost iontů v terči, L_{be} a L_{fe} je tzv. stopping number pro vázané a volné

elektrony. Pro stopping number platí

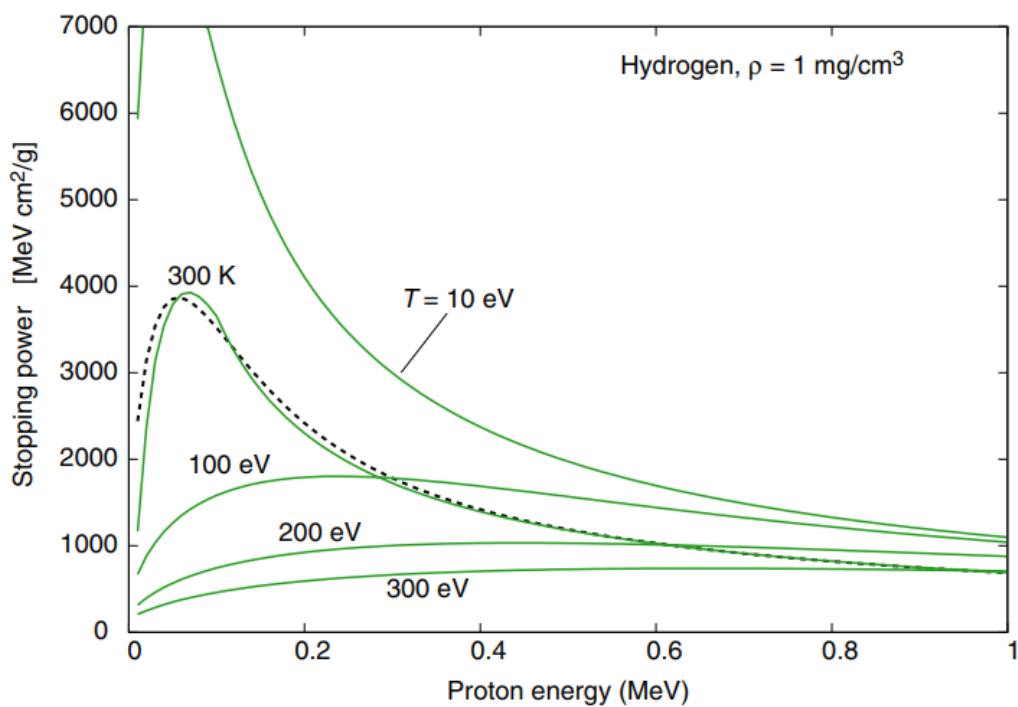
$$L_{be} = \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{I} \right) \quad (3.12)$$

$$L_{fe} = G(x) \ln \left(\frac{2m_e v_{pe}^2}{h\omega_e} \right) \quad (3.13)$$

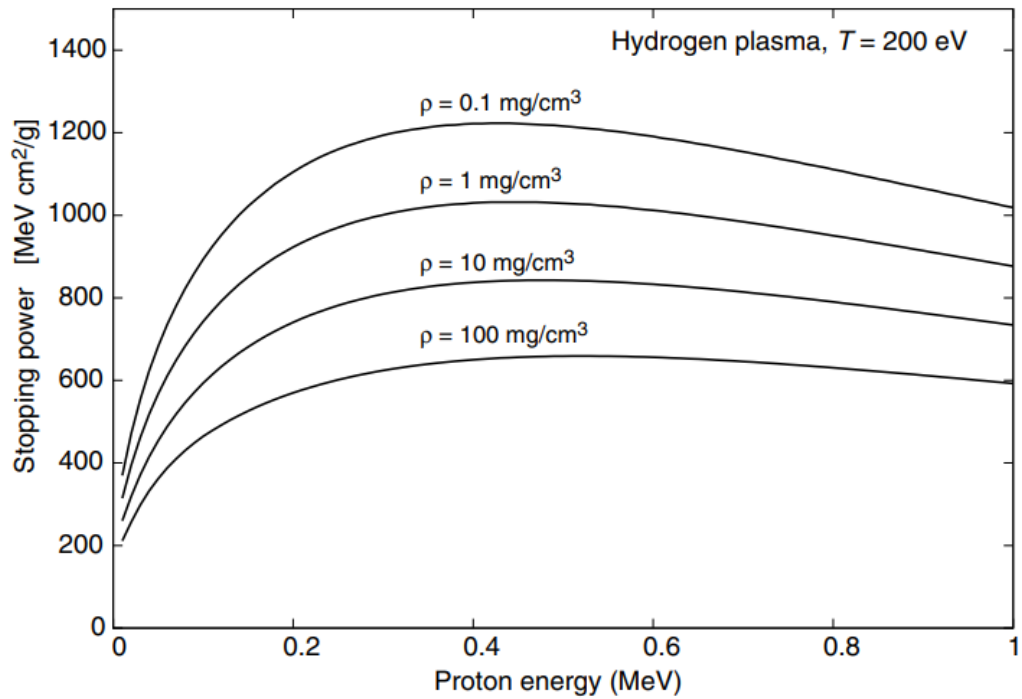
kde v_{pe} průměrná rychlost mezi protony a elektrony v plazmatu, ω_e je plazmová frekvence a I je střední excitační energie pro ionty v plazmatu. Můžeme vidět, že pokud bude stupeň ionizace y roven 0, dostáváme Betheho rovnici pro energetické ztráty pro chladnou látku (až na relativistické a korekce a korekce na hustotu látky). Člen $G(x)$ je aproximován jako

$$G(x) = \operatorname{erf}(x) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} x \exp(-x^2), \quad \text{kde } x = 23.3 \sqrt{\frac{E[\text{MeV}]}{T_e[\text{eV}]}}. \quad (3.14)$$

Jakmile dojde k částečné ionizaci atomů v látce vzroste střední ionizační energie atomů, a to z toho důvodu, že slaběji vázané elektrony už byly od atomů odděleny. Na Obr. 3.8 můžeme vidět, porovnání energetických ztrát ve vodíkovém plazmatu při různých teplotách. Při vzrůstající teplotě vzrostou energetické ztráty částic oproti chladné látce, při dalším zvyšování teploty však vzroste rychlost elektronů v plazmatu a dojde ke snížení energetických ztrát. Na dalším obrázku 3.9 můžeme vidět, jak závisí energetické ztráty na hustotě plazmatu.



Obrázek 3.8: Závislost energetických ztrát protonů ve vodíkovém plazmatu na rychlosti pro různé teploty plazmatu. Převzato z [20].



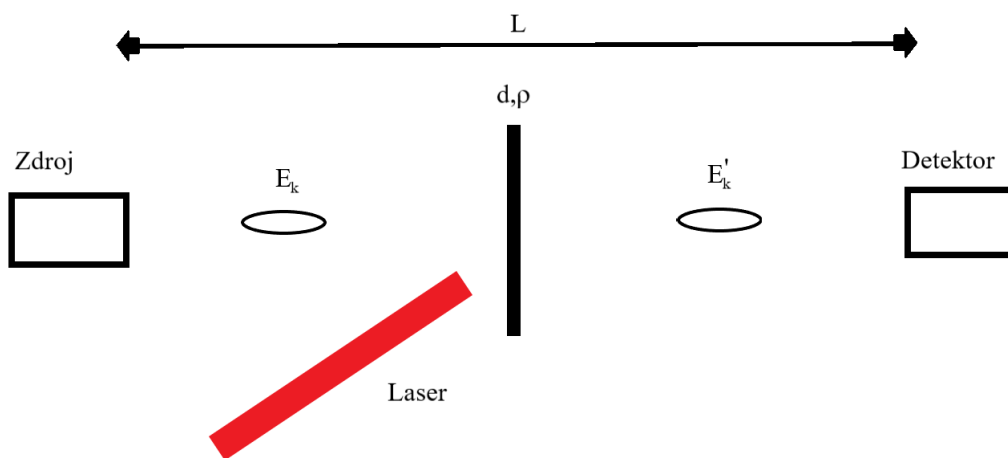
Obrázek 3.9: Závislost energetických ztrát protonů ve vodíkovém plazmatu na rychlosti pro různé hustoty plazmatu. Převzato z [20].

Pro popis energetických ztrát nabitých částic ve WDM můžeme použít modely popsané výše, použité pro plazma [15]. V dnešní době se však stále častěji využívá popis pomocí tzv. time-dependent density functional theory (TDDFT). Přesnost této metody je menší než předchozí zmíněné metody, ovšem tento přístup nezávisí na fitovaných parametrech a na předpokladech dielektrické funkce [21]

Kapitola 4

Experimentální měření energetických ztrát

V této kapitole si představíme jakým způsobem budeme měřit energetické ztráty nabitých částic v plazmatu a WDM. Cílem této práce ovšem není samotné měření energetických ztrát, ale navržení vhodné diagnostiky pro budoucí měření energetických ztrát, aby bylo dosaženo potřebného rozlišení. Na základě teoretických předpovědí, představených v předchozí kapitole, odvodíme jakého časového rozlišení budeme muset dosáhnout pro dostatečně přesné měření a na základě toho se pokusíme navrhnout jakou metodu a diagnostiku použijeme pro měření energetických ztrát.



Obrázek 4.1: Zjednodušené schéma experimentu na měření energetických ztrát v látce. Laser dopadající na fólii vytváří plazma či WDM, v závislosti na jeho konfiguraci.

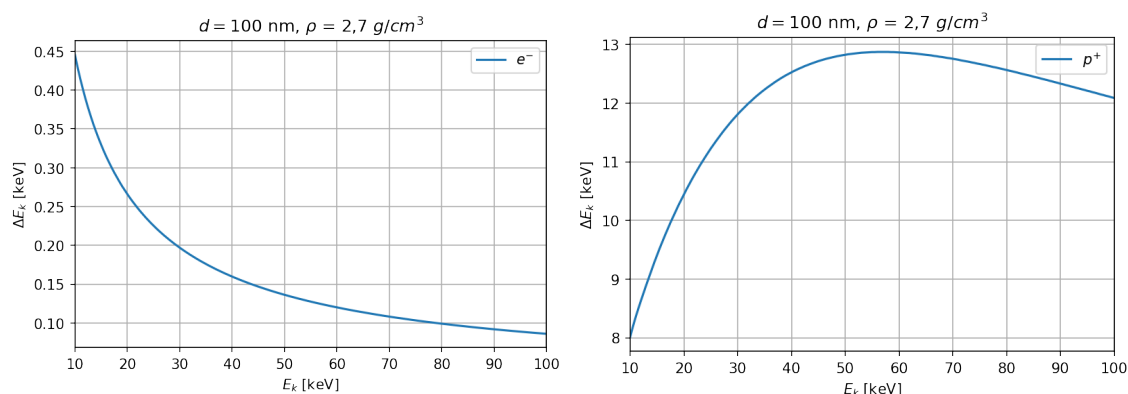
Na Obr. 4.1 můžeme vidět velmi jednoduché schéma experimentu. Mějme zdroj elektronů, či protonů, který je umístěn od detektoru ve vzdálenosti L . Zdroj generuje částice o kinetické energii E_k . Svazek částic prochází plazmatem o tloušťce d , které je vytvořeno laserem, který ozařuje fólii. Po průchodu plazmatem bude kinetická energie svazku $E'_k < E_k$. Na detektoru poté detekujeme svazek. Pokud budeme znát kinetické energie svazku před a po průchodu plazmatem, a budeme znát tloušťku plazmatu budeme schopni určit ener-

getické ztráty. Ukažme si nyní, jak velké budou pro nějaký konkrétní případ energetické ztráty.

4.1 Metoda Time of Flight

Energetickou ztrátu částice můžeme měřit hned několika způsoby. Často využívanou metodou je použití magnetické nebo elektrostatické spektroskopie, např. využití zakřivení dráhy částice při průletu magnetickým polem. Rozlišení těchto metod je však omezeno rozlišovací schopností detektoru, např. velikostí pixelu. Při použití těchto metod totiž musíme velice přesně určovat polohu částice při dopadu na detektor. Protože je naším cílem dosáhnout co největšího rozlišení při měření energetických ztrát částice během jednoho výstřelu laserem, budeme využívat spektroskopii založenou na době letu částice (tzv. time-of-flight ToF). Metodu ToF si podrobněji představíme níže.

Uvažujme nyní jako brzdné prostředí chladnou látku. Především z toho důvodu, že pro energetické ztráty existuje dobře experimentálně prověřená teorie a jednoduše dostupné hodnoty pro celou řadu materiálů [9], [10]. Vezměme si hliníkovou fólii o tloušťce 100 nm, při pokojové teplotě ~ 300 K, o hustotě $2,7 \text{ g/cm}^3$. Na Obr. 4.2 vidíme jakou energii ztratí elektron (obrázek vlevo) a jakou ztratí proton (obrázek vpravo) při průchodu takovou fólií v závislosti na jeho kinetické energii (pro kinetické energie v rozsahu 10-100 keV).



Obrázek 4.2: Grafy ukazují energetické ztráty nabitých částic po průchodu hliníkovou fólií o tloušťce $d = 100$ nm, hustotě $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$ a teplotě ~ 300 K. Vlevo jsou energetické ztráty pro elektrony a v pravo pro protony. Hodnoty jsou založeny na databázích [9] a [10].

Můžeme vidět, že elektron při průchodu takovouto fólií změní svoji kinetickou energii v průměru o několik eV, u protonu jsou tyto energetické ztráty podstatně větší. Jakým způsobem můžeme naměřit kinetickou energii částic? Kinetická energie pohybující se částice přímo souvisí s její rychlostí. Částice ze zdroje, resp. z fólie cestuje po nějakou vzdálenost. Pokud budeme schopni naměřit dobu jakou trvá částici urazit tuto vzdálenost, budeme schopni určit její rychlost a z toho jednoduše její kinetickou energii. Rychlost souvisí s

kinetickou energií částice přes relativistický vztah

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} m_0 c^2 = E_k + m_0 c^2 \quad (4.1)$$

$$v = c \sqrt{1 - \frac{(m_0 c^2)^2}{(E_k + m_0 c^2)^2}},$$

kde $m_0 c^2$ je klidová energie částice. Z tohoto už velice jednoduše dopočteme čas letu částice

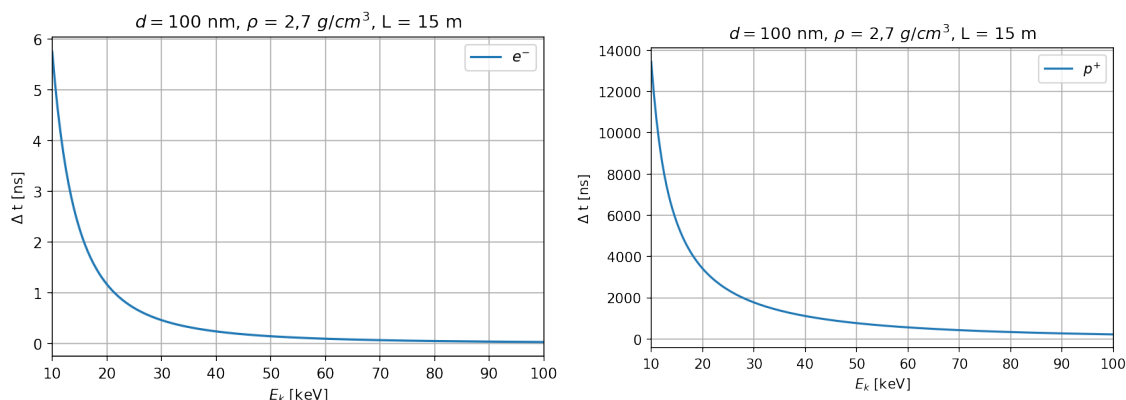
$$t = \frac{L}{v} \quad (4.2)$$

Zpoždění částice Δt , která prošla látkou oproti volně pohybující se částici, je poté dáno vztahem

$$\Delta t = t' - t = L \left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v} \right), \quad (4.3)$$

kde $'$ značí hodnoty po průchodu látkou.

Výhodou metody ToF je, že přesnost můžeme zvyšovat pouhým zvětšováním dráhy letu, což však logicky vede i k problému s prostorovou náročností experimentu.



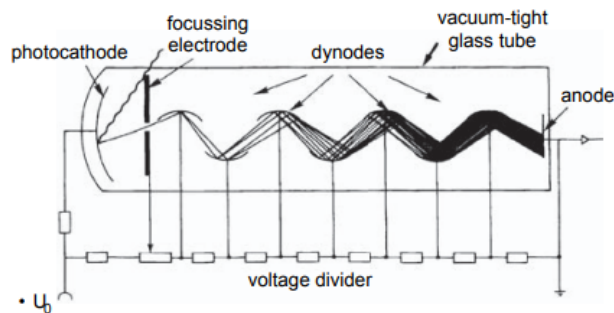
Obrázek 4.3: Grafy ukazují časové rozdíly dopadu částic na detektor mezi bržděnými a nebržděnými částicemi při průchodu hliníkovou fólií o tloušťce $d = 100 \text{ nm}$, hustotě $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$ a teplotě $\sim 300 \text{ K}$ na dráze letu o délce $L = 15 \text{ m}$. Vlevo jsou hodnoty pro elektrony a vpravo pro protony. Hodnoty jsou založeny na databázích [9] a [10].

Na Obr. 4.3 lze vidět jaký bude časový rozdíl dopadu částic na detektor mezi bržděnými a volně se pohybujícími částicemi na dráze $L = 15 \text{ m}$ pro dříve definovanou fólii. Jak můžeme vidět mezi elektrony bude na této dráze časový rozdíl v řádu jednotek ns a pro protony to bude až několik μs . Je tedy patrné, že měření pro elektrony bude více náročné na časové rozlišení.

4.2 Fotonásobič

V předchozí části jsme si představili metodu pro měření energetických ztrát, kterou budeme využívat a nyní si představíme diagnostiku pro detekci dopadajících částic. Pro detekci budeme používat fotonásobič (ET Enterprise 9266kb50), který se využívá v laboratoři PALS pro detekci elektronů a iontů. Cílem této práce je ukázat, zda je tento typ

detektoru vhodný pro přesné časové rozlišení, tedy pro přesné energetické rozlišení a detailní měření energetických ztrát. Ukažme si tedy blíže princip fotonásobiče. Na Obr. 4.5 můžeme vidět schéma fotonásobiče. Fotonásobič se skládá z fotokatody, která je nejčastěji tvořena velmi tenkou vrstvou polovodiče (SbCs, SbKCs ...). Při dopadu fotonu nebo částice dochází k fotoefektu a fotokatoda uvolňuje fotoelektron (nebo více fotoelektronů). Fotoelektron je usměrňován elektrickým polem fokusující elektrody. Takto fokusovaný elektron je urychlován a dopadá na první dynodu, kde uvolňuje další elektrony. Tyto elektrony jsou postupně urychlovány na další dynody, mezi nimiž je rozdíl v napětí, a uvolňují stále více elektronů. Takto vzniklá sprška elektronů dopadá na anodu, kde vytváří elektrický signál, která můžeme zachytit například pomocí osciloskopu. Tímto způsobem je fotonásobič schopen zachytit i jednotlivé fotony.

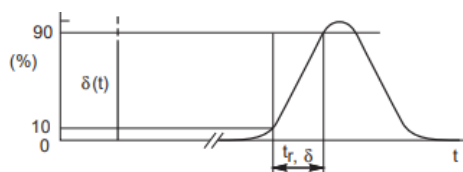


Obrázek 4.4: Schéma fotonásobiče. Převzato z [22].

Dále si uvedeme několik důležitých charakteristik fotonásobiče, které budeme měřit a na základě nich určíme časové rozlišení fotonásobiče:

1. Náběžná doba

Náběžnou dobu (anglicky. rise time) definujeme pro delta impuls jako dobu mezi 10% a 90% maximální hodnoty signálu.



Obrázek 4.5: Definice náběžné doby pro delta impuls. Převzato z [23].

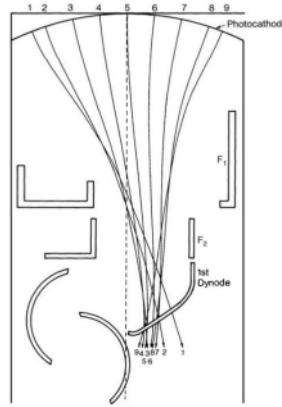
2. Electron transite time spread

Pod pojmem electron transite-time rozumíme dobu mezi dopadem částice na fotokatu a mezi detekcí signálu na anodě. Electron transite-time spread je poté fluktuací této hodnoty. Tuto hodnotu nazýváme 'jitter'. Pokud budeme předpokládat, že tato fluktuace bude mít Gaussovské rozdělení, okolo nějaké střední hodnoty, bude časové rozlišení fotonásobiče dáno jako FWHM¹ tohoto rozdělení. Electron transite-time

¹Anglicky 'Full width at half maximum', pokud máme gausovské rozdělení je FWHM rovno přibližně $2,355 \sigma$

fluktuuje především ze dvou důvodů. Za prvé je to, kvůli rozdílné rychlosti elektronů vylétujících z fotokatody a za druhé jsou to různé trajektorie elektronů mezi místem uvolnění elektronu z fotokatody a první dynodou.

Dvě zmíněné vlastnosti fotonásobičů jsou pro nás velmi důležité, protože na základě nich dokážeme určit časové rozlišení a tedy i energetické rozlišení spektrometru, což je vlastně cílem této práce. Naším experimentálním cílem je tedy naměřit jitter fotonásobiče a z něho určit časové rozlišení. Zde můžeme vidět výhodu námi zvolené metody ToF pro měření energie částic. Pokud totiž určíme jitter fotonásobiče, můžeme jednoduchým škálováním délky letu částice určovat časové rozlišení experimentu. Otázka však spočívá v tom, zda bude jitter fotonásobiče dostatečně malý, aby dráha potřebná pro ToF byla v rozumném měřítku (<15m).



Obrázek 4.6: Rozdílné trajektorie fotoelektronů mezi fotokatodou a první dynodou, které přispívají k jitteru.

Předtím, než se přesuneme k samotné experimentální části práce, ukažme si čím bude dán jitter a tedy i časové rozlišení v našem případě. Transite-time je dán jako doba mezi dopadem částice na fotokatodu a detekcí signálu. Pro časové rozlišení nás zajímá fluktuace transite-time jako čas detekce signálu můžeme brát například hodnotu 15% maxima signálu [24]. Z těchto hodnot a jejich fluktuace je možné určit časové rozlišení. Určení hodnoty, kterou budeme brát jako okamžik detekce signálu však bude taky podléhat fluktuaci, s tím jak fluktuuje náběžná hrana signálu z fotonásobiče. Výsledné časové rozlišení fotonásobiče bude tedy dáno jako

$$\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \quad (4.4)$$

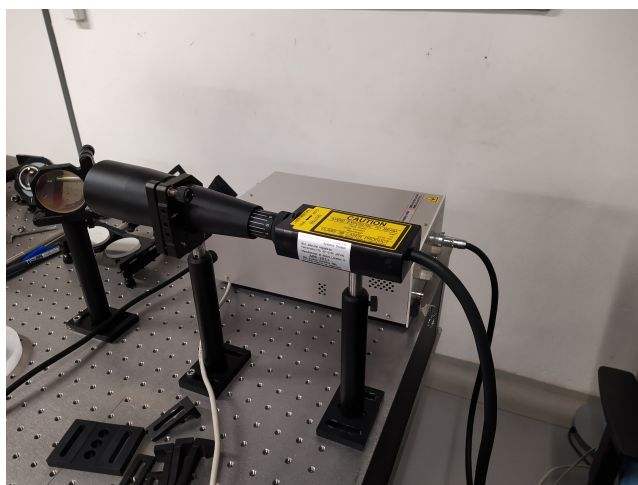
kde σ_1 je fluktuace transite time a σ_2 je fluktuace náběžné hrany signálu.

Kapitola 5

Měření časového rozlišení fotonásobiče

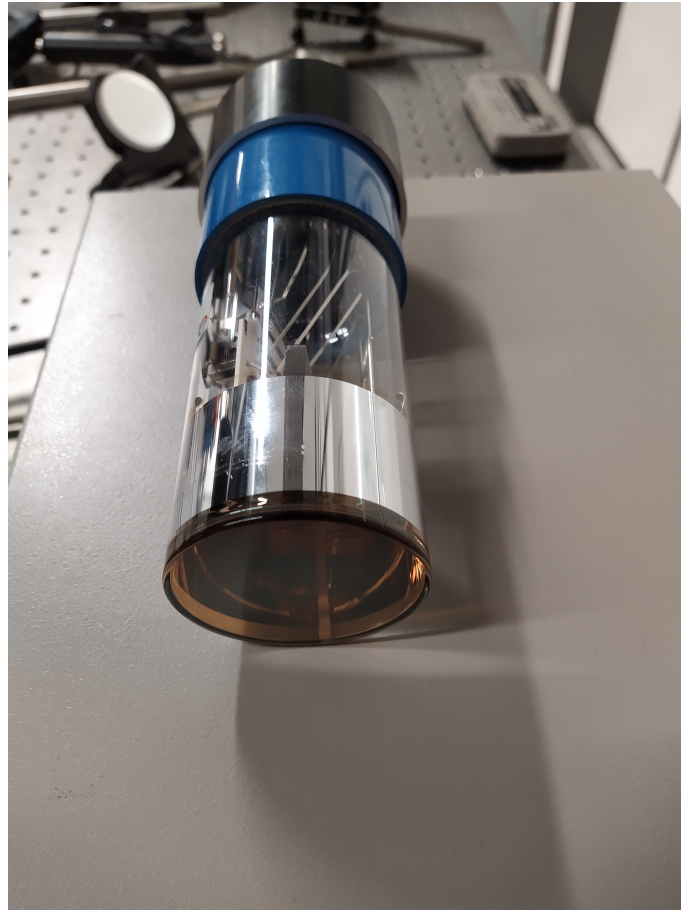
V této kapitole se podíváme jakým způsobem jsme měřili data pro určení časového rozlišení fotonásobiče. Prvně si představíme experimentální uspořádání. Poté si ukážeme jakým způsobem jsme určovali náběžnou dobu a její fluktuaci. Dále se podíváme na určení fluktuace v transite-time a nakonec ze získaných hodnot určíme časové rozlišení fotonásobiče.

5.1 Uspořádání experimentu

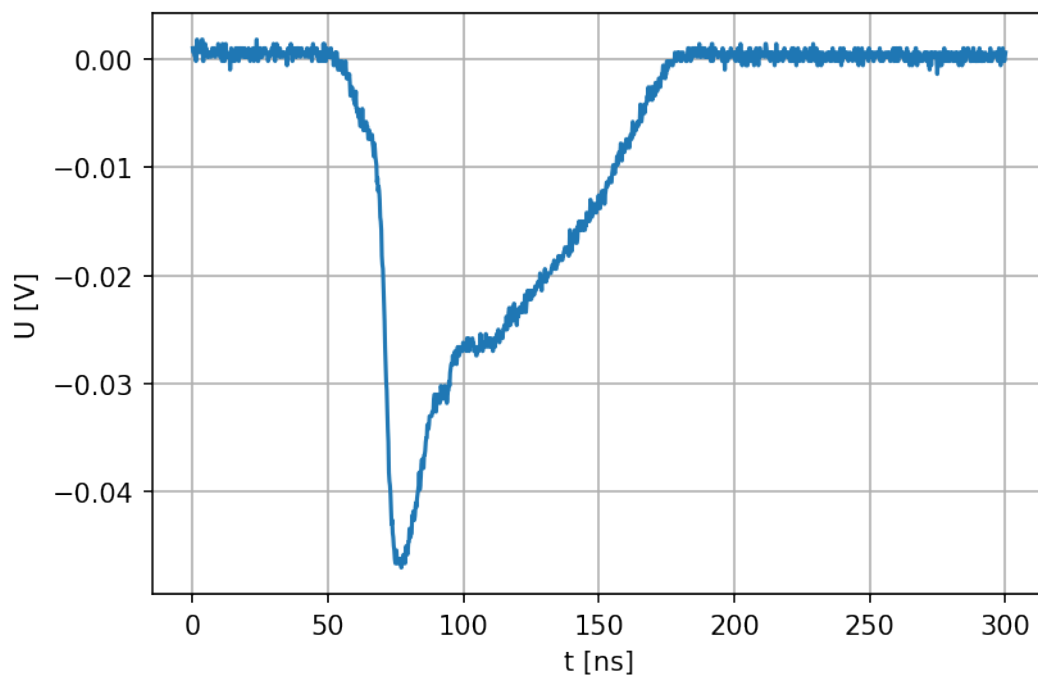


Obrázek 5.1: Fotodioda použitá jako zdroj fotonů.

Jako detektor jsme využili fotonásobič od výrobce ET Enterprise, s označením 9266kb50 (Obr. 5.2). Jako zdroj světla jsme využili fotodiodu (Obr. 5.1) s délkou impulzu 60 ps a vlnovou délkou 405 nm. Data jsme zaznamenávali na osciloskopu. Fotonásobič jsme měli přiložený přímo k fotodiodě a překryli jsme je černou fólií, abychom zamezili osvětlení fotonásobiče okolním světlem. Fotodiodu jsme nastavili tak, aby světelné impulzy vysílala s frekvencí 100 kHz. Na Obr. 5.3 můžeme vidět jeden signál z fotonásobiče pro impulz z fotodiody.



Obrázek 5.2: Fotonásobič ET Enterprise 9266kb50.

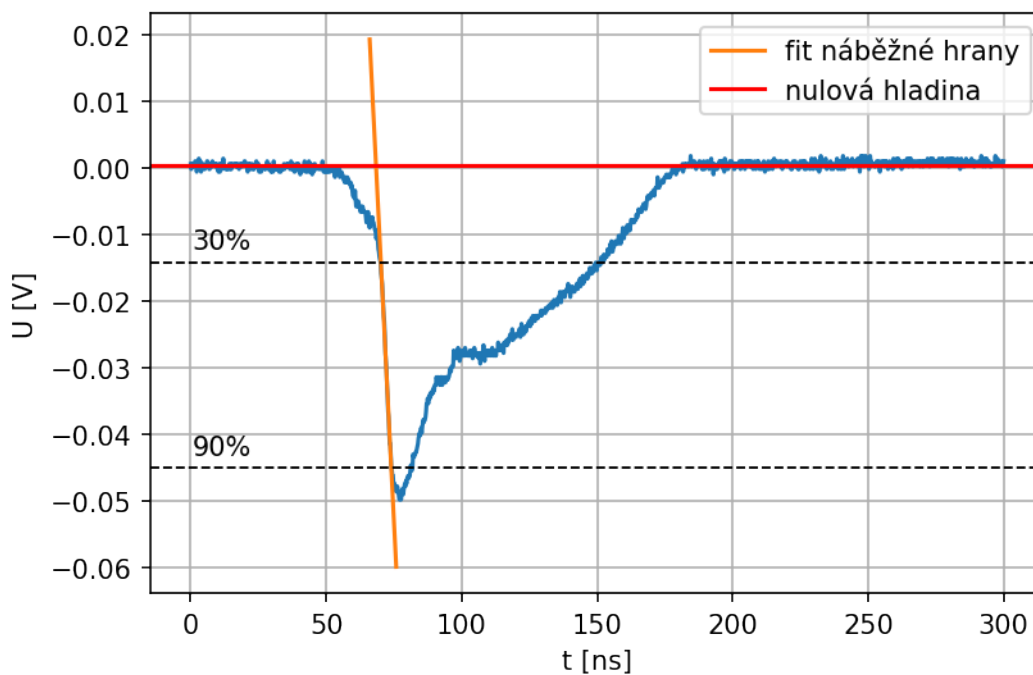


Obrázek 5.3: Signál z fotonásobiče pro impulz z fotodiody.

Data z osciloskopu jsme ukládali a získali jsme 45 souborů s daty, kde každý soubor obsahuje okolo 400 píků. Celkem jsme tedy zpracovávali 18000 píků, což by mělo stačit k dostatečně velké statistice.

5.2 Jitter náběžné doby

V této části se budeme zabývat tím, jak fluktuuje náběžná doba signálu, což nám dá jednu z hodnot potřebnou k určení časového rozlišení. Postupovali jsme následovně. Jako první jsme si našli maximum (resp. minimum protože máme záporné napětí). Poté jsme si našli 90% a 30% ¹ této hodnoty (hodnoty vlevo od maxima, tedy hodnoty z náběžné hrany). Hodnoty z náběžné hrany jsme poté fitovali lineární funkcí ve tvaru $y = ax + b$ (což jak můžeme vidět na Obr. 5.4 nám velice dobře aproximuje náběžnou hranu v rozmezí 90% a 30%). Tím jsme dostali přímku, která nám aproximuje náběžnou hranu. Na této přímce jsme poté našli hodnotu odpovídající 90% maxima. Nakonec jsme určili průměrnou hodnotu šumu v části před detekcí signálu, tím jsme získali nulovou hladinu. Nakonec jsme určili průsečík nafitované náběžné hrany s určenou nulovou hodnotou. Časový rozdíl hodnoty v 90% maxima a projektovaná hodnota do nuly je poté naše náběžná doba. Takováto analýza jednoho z píků je na Obr. 5.4. Tímto způsobem jsme zpracovali všech 18000 píků a určili náběžné doby. Ty jsou vyobrazeny na Obr. 5.5. Můžeme vidět, že jak náběžná doba, tak i její fluktuace, okolo nějaké střední hodnoty klesá s počtem analyzovaných píků, tedy s délkou experimentu.

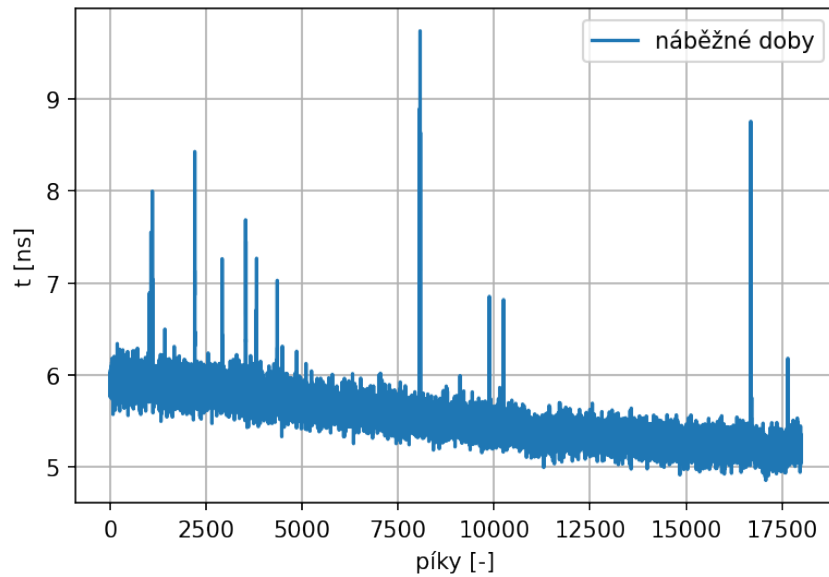


Obrázek 5.4: Na obrázku vidíme ukázkové zpracování jednoho signálu z fotonásobiče.

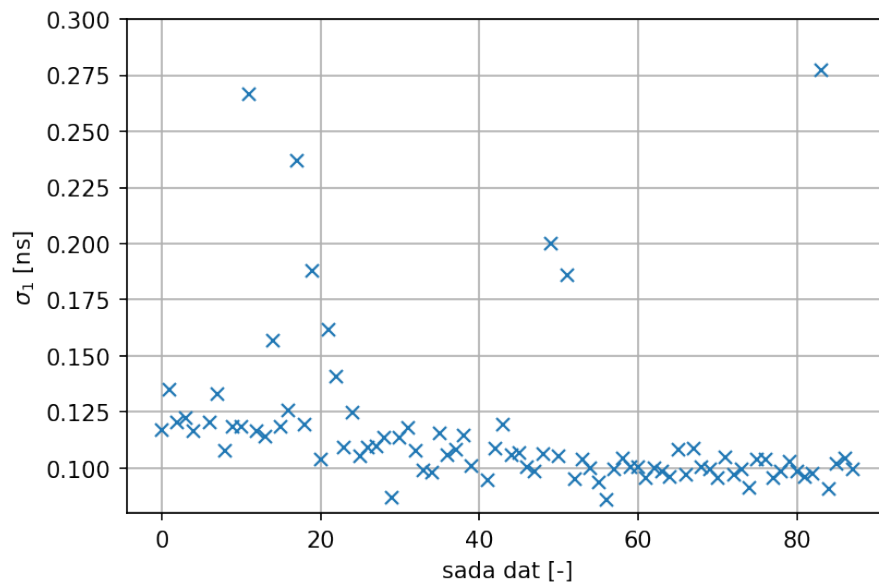
Protože, náběžná doba klesá s délkou experimentu (Obr. 5.5) určíme jitter průměrováním, přes menší sady dat. V našem případě průměrujeme přes 200 hodnot. Velikost

¹Standardně máme náběžnou dobu definovanou jako 90% a 10%, my jsme brali 30%, protože má fotonásobič z počátku pomalejší náběh, jak lze vidět na Obr. 5.3.

fluktuační poté určíme jako směrodatnou odchylku těchto sad dat.



Obrázek 5.5: Náběžné doby získané metodou popsanou výše. Můžeme vidět, že s délkou experimentu klesá jak náběžná doba, tak velikost její fluktuační okolo střední hodnoty.



Obrázek 5.6: Vypočtené směrodatné odchylky z náběžných hran. Směrodatná odchylka byla vždy počítána ze sady dat obsahující 200 píků.

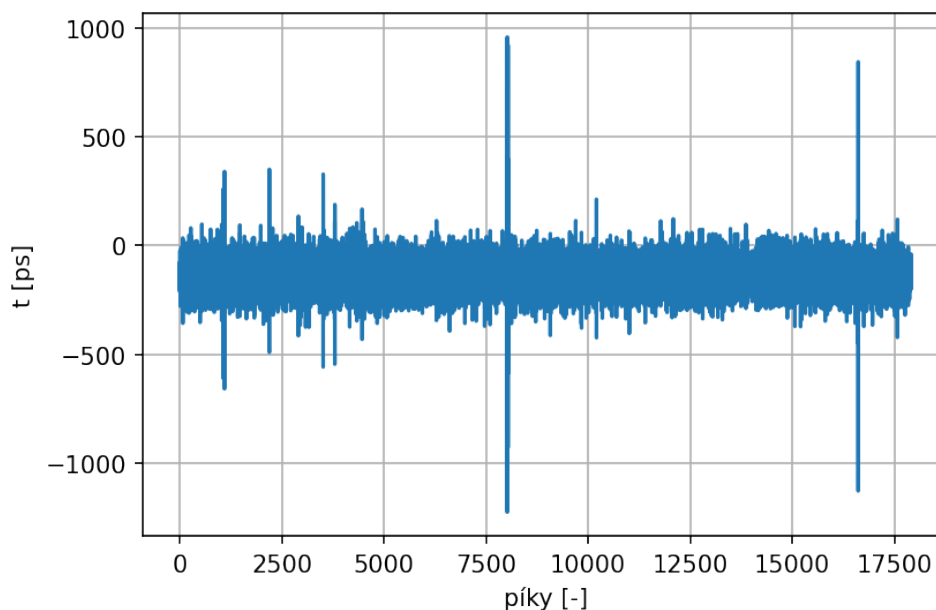
Na Obr. 5.6 můžeme vidět jak fluktuační náběžné doby klesá s délkou experimentu. Vidíme, že směrodatná odchylka nám vychází v rozmezí od 125-100 ps. Pokud budeme chtít určit chybu určení směrodatné odchylky můžeme vycházet ze získaných hodnot směrodatné odchylky a vždy odečíst jednu hodnotu od předchozí. Postupně takto odečteme všechny hodnoty s tím, že vynecháme ty hodnoty, které přesahují 150 ps (pravděpodobně se jedná o chybu v měření) a nakonec určíme průměrnou hodnotu těchto rozdílů. Tímto

způsobem dostaneme chybu určení směrodatné odchylky ± 30 ps. Tímto jsme určili maximální chybu. Pokud bychom hodnoty například fitovali nějakou předpokládanou závislostí, dostali bychom chybu menší. Pro nás je však tento přístup dostačující.

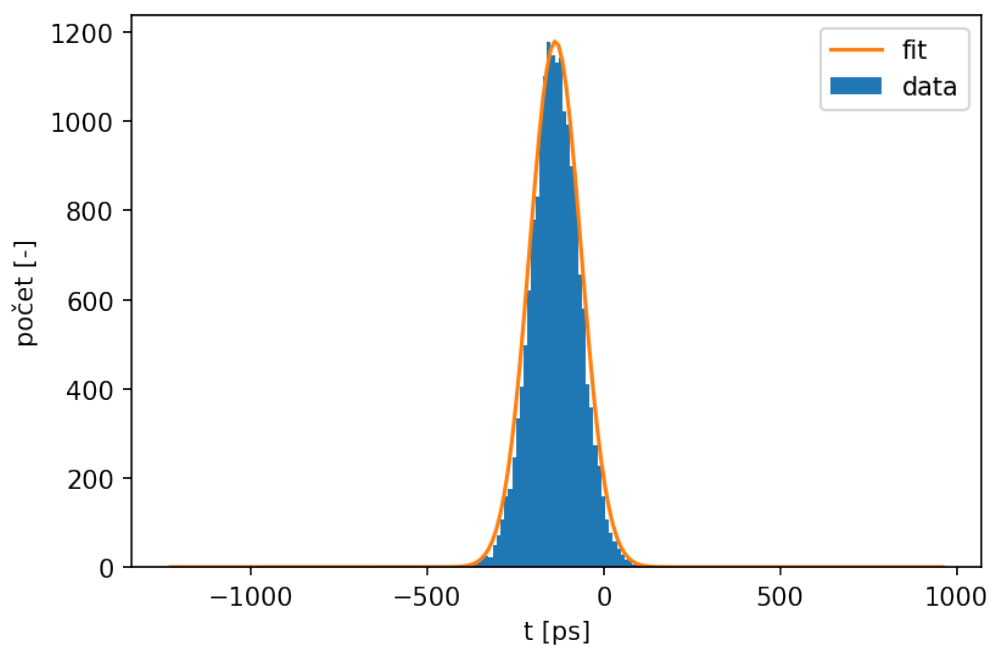
5.3 Jitter transite-time

Fluktuaci transite-time jsme zkoumali následovně. Fotodiody nám vysílala impulzy s frekvencí 100 kHz, což znamená, že bychom měli zaznamenávat píky ve vzdálenosti $10 \mu\text{s}$. Pokud vezmeme určitou hodnotu píku, např. 30% hodnoty maxima, určíme v jakém čase jsme určili tuto hodnotu, a poté určíme časový rozdíl těchto hodnot mezi dvěma po sobě jdoucími píky, tak bychom měli v ideálním případě dostat hodnotu $10 \mu\text{s}$. Tato hodnota však bude fluktuovat, což bude způsobeno fluktuací transite-time. Zároveň do této hodnoty bude započteno i několik dalších vlivů, například to, že interval mezi jednotlivými pulzy z fotodiody bude také podléhat nějaké fluktuaci. To znamená, že tímto způsobem vlastně získáme o něco větší jitter, než kdybychom měřili transite time přímo. My se však snažíme určit největší možný jitter a tedy nám ve výsledku nevádí, že nám vyjde větší, než ve skutečnosti je.

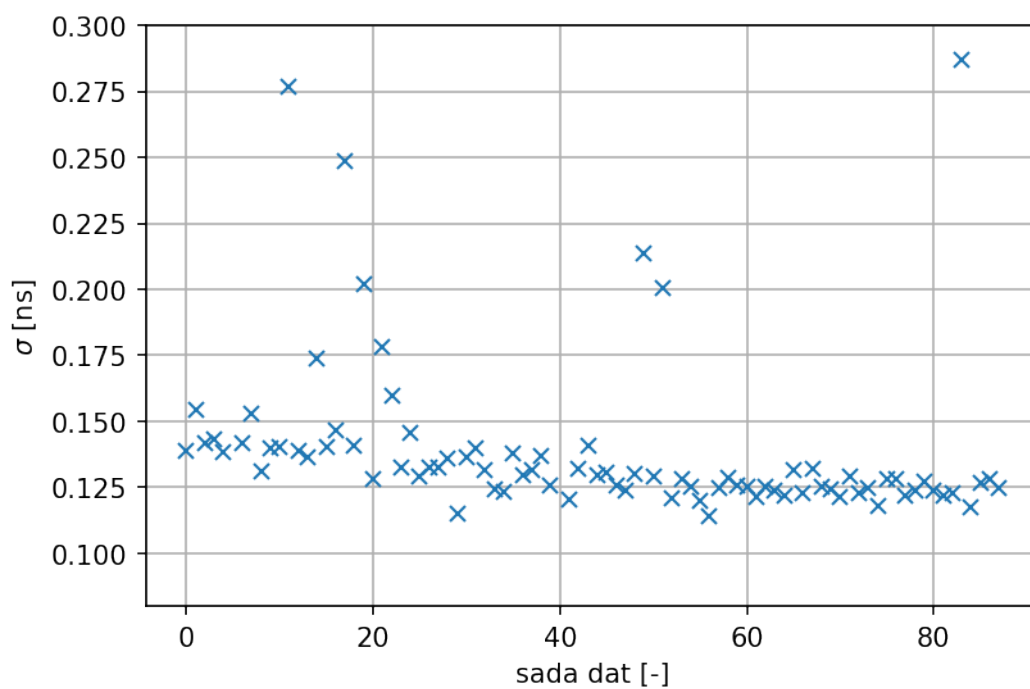
Z našich naměřených hodnot jsme tedy v každém píku určili čas, ve kterém pík nabývá 30% maxima. Jako 'nulový' čas jsme vždy brali 30% maxima na předchozím píku. Vždy jsme tedy určovali čas na dvojici píku. Ideálně by tyto časové rozdíly byly rovny $10 \mu\text{s}$. Z důvodu fluktuace však tyto hodnoty budou fluktuovat okolo hodnoty $10 \mu\text{s}$. Od našich časových rozdílů jsme tedy tuto hodnotu odečetly. To znamená, že by tyto časové intervaly měly fluktuovat okolo nuly. Na Obr. 5.7 můžeme vidět takto zpočtené hodnoty. Hodnoty fluktuují okolo hodnoty přibližně -150 ps. To znamená, že fotodiody vysílala pulzy s o něco vyšší frekvencí. Tento fakt nám vlastně nevádí, protože se snažíme určit velikost fluktuací okolo nějaké střední hodnoty, ale samotná střední hodnota pro nás není podstatná.



Obrázek 5.7: Vzdálenosti 30% maxima vždy na dvou po sobě jdoucích píkách. Od získaných hodnot je odečtena předpokládaná vzdálenost jednotlivých píků $10 \mu\text{s}$.



Obrázek 5.8: Vzdálenosti 30% maxima vždy na dvou po sobě jdoucích píkách. Od získaných hodnot je odečtena předpokládaná vzdálenost jednotlivých píků $10 \mu\text{s}$. Hodnoty jsou vyobrazeny v histogramu, který je nafitován funkcí ve tvaru 5.1.



Obrázek 5.9: Časové rozlišení fotonásobiče spočtené ze vztahu 4.4, kde za hodnoty σ_1 , jsme brali hodnoty získané při zkoumání fluktuační doby, a hodnotu σ_2 při zkoumání fluktuační doby.

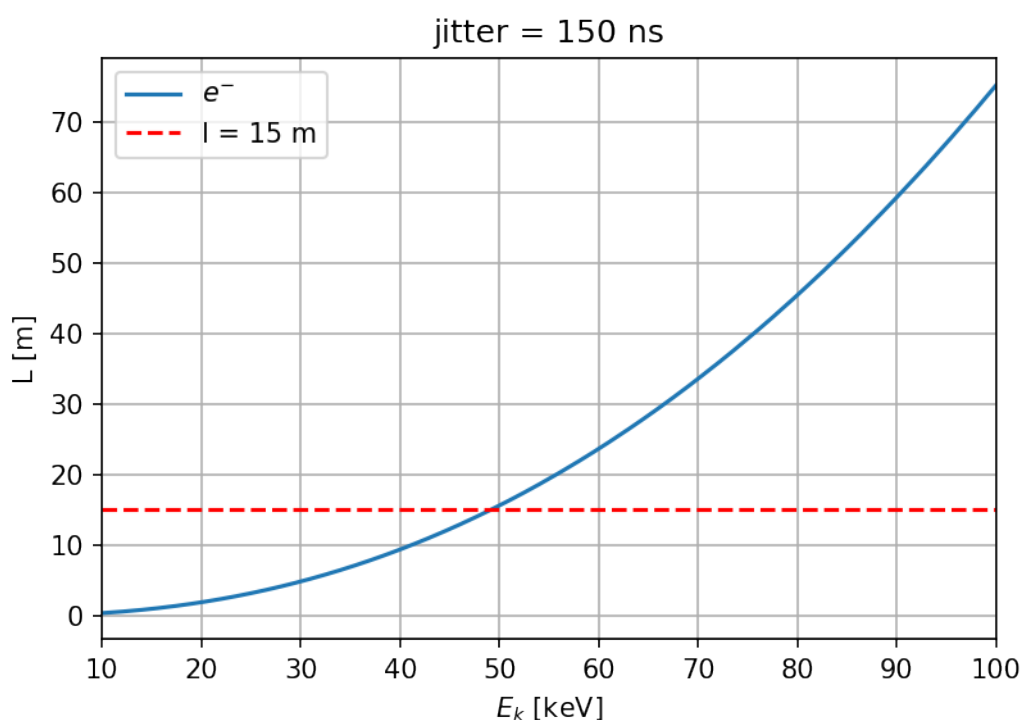
Na rozdíl od studia fluktuační doby vidíme, že s délkou experimentu se nám

velikost fluktuací nemění. Z toho důvodu jsme tentokrát pro určení jitteru transite-time zpracovávali celou sadu dat najednou. Hodnoty časových intervalů (odečtené o $10\mu s$) jsme vynesli do histogramu (Obr. 5.8). Histogram jsme poté fitovali funkcí ve tvaru

$$f(x) = Ae^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.1)$$

kde nás nejvíce zajímá parametr σ_2 . Tento parametr jsme fitováním určili na hodnotu $\sigma_2 = 75 \pm 5$ ns. Tím tedy dostáváme obě hodnoty potřebné do vztahu 4.4. Jako hodnoty σ_1 použijeme hodnoty vyobrazené na Obr. 5.6 a jako σ_2 hodnotu určenou fitem. Spočtené časové rozlišení podle vztahu 4.4 je uvedeno na Obr. 5.9. Můžeme vidět, že s rostoucí délkou experimentu nám roste i časové rozlišení. S naším fotonásobičem jsme schopni rozlišit dvě částice, které dorazí na fotonásobič s časovým rozdílem přibližně 150 ps, s tím že toto rozlišení jsme určili přibližně s chybou 30 ps.

Vraťme se ještě na konec k našemu příkladu. Mějme tedy hliníkovou fólii o tloušťce 100 nm při pokojové teplotě a nechme jí procházet elektrony. Uvažujme časové rozlišení fotonásobiče 150 ps, tak jako jsme naměřili pro náš fotonásobič. Na Obr. 5.10 je uvedeno jak velká musí být minimální dráha pro Time-of-Flight abychom od sebe byli schopni rozlišit brzděný a nebrzděný elektron jako funkce počáteční energie nebrzděného elektronu. Pokud bychom chtěli zkoumat větší rozsah energií, můžeme zvětšovat šířku fólie, ale s tím omezením, aby nebyly elektrony úplně pohlcené fólií.



Obrázek 5.10: Graf ukazuje jaká musí být minimální délka dráhy pro Time-of-Flight spektroskopii, abychom od sebe byli schopni rozlišit dva elektrony, nebrzděný a brzděný, jako funkce počáteční energie elektronu. Časové rozlišení bereme jako maximální hodnotu, kterou jsme určili, tedy 150 ps. V grafu je vyznačena hodnota 15 m, což je realistický odhad maximální dráhy, které budeme v našich podmínkách schopni dosáhnout.

5.4 Diskuze výsledků

Podarilo se nám určit časové rozlišení fotonásobiče, a tedy i jeho energetické rozlišení. Způsob jakým jsme postupovali nám ve výsledku dá pravděpodobně vyšší hodnotu jitteru, a tedy i nižší časové rozlišení, než ve skutečnosti fotonásobič má. Je to z toho důvodu, že způsob jakým jsme určovali jitter transite-time bude zahrnovat i fluktuaci ve frekvenci vysílání impulzů fotodiodou. Časové rozlišení, které jsme určili bude tedy o něco nižší, než skutečné, pro naše potřeby to však není podstatné.

Dále jsme při analýze fluktuace délky náběžné hrany zjistili, že s tím jak dlouho jsme experiment prováděli, tak klesala nejen náběžná doba, ale i její fluktuace. To může být odůvodněno například následovně. Experiment jsme prováděli přibližně dvě hodiny a na fotonásobič jsme nepřetržitě vysílali impulzy z fotodiody o frekvenci 100 kHz. To mohlo vést k zahřívání jak fotokatody, tak jednotlivých dynod, což způsobilo snažší uvolňování jednotlivých fotoelektronů, čímž se snížila doba jejich letu mezi jednotlivými dynodami. V budoucím měření energetických ztrát tedy můžeme pracovat tak, že necháme fotonásobič nějakou dobu osvětlovat, čímž dojde k jeho zahřátí a časové rozlišení nám vzroste.

Z naměřených dat můžeme vidět, že několik hodnot se nám výrazně odlišuje od ostatních. To mohlo být způsobeno například tím, že jsme nepracovali v dokonalé tmě, a je tedy možné, že kromě fotonů z fotodiody dopadalo na fotonásobič i světlo z okolních zdrojů. Dále jsme při zkoumání transite-time mohli vidět, že frekvence fotodiody nebyla přesně 100 kHz, ale byla o něco vyšší. V naší práci to však není podstatné.

Při využití tohoto typu fotonásobiče (ET Enterprise 9266kb50) jsme tedy schopni rozlišit dvě částice, které dorazí na fotonásobič s časovým rozdílem větším, než 150 ps. Celkové energetické rozlišení experimentu pro měření energetických ztrát částic poté můžeme při využití metody Time-of-Flight škálovat délkou letu částic. Rozumný odhad na délku letu, který jsme schopni realizovat je přibližně 15 m. Další možností pro zvýšení časového rozlišení je zvětšení tloušťky fólie. Problém však zpočívá v tom, abychom zvolili správnou tloušťku tak, aby nedošlo k úplnému zastavení částice v látce.

Závěr

V této práci jsme se seznámili s teoretickými způsoby popisu energetických ztrát v klasické chladné látce, v plazmatu i ve warm dense matter. Dále jsme si ukázali princip metody pro energetické rozlišení částic Time-of-Flight. Představili jsme si princip fotonásobiče, a několik jeho důležitých vlastností, ze kterých je možné určit časové rozlišení. Tyto vlastnosti jsme poté měřili na fotonásobiči ET Enterprise 9266kb50 na laboratoři PALS. Naměřené výsledky jsme zpracovali a na jejich základě jsme určili časové rozlišení fotonásobiče. Časové rozlišení, a tedy i energetické rozlišení nám vyšlo závislé na době, jakou jsme prováděli experiment. Celkově jsme časové rozlišení určili na hodnotu v intervalu 120-150 ps. Toto časové rozlišení jsme určili s chybou přibližně 30 ps. Tímto způsobem jsme dokázali, že fotonásobič ET Enterprise 9266kb50 je možné použít, v kombinaci s metodou Time-of-Flight, pro detailní měření energetických ztrát.

Literatura

- [1] Chen, F. F., *Úvod do fyziky plazmatu*. Praha. Academia, 1984.
- [2] Nicholson, D. R., *Introduction to Plasma Theory*. New York. Wiley, 1983.
- [3] Falk, K., *Experimental methods for warm dense matter research*. High Power Laser Science, 6, E59, 2018.
- [4] Los Alamos National Laboratory, *Dense Plasma Theory: The Physical Regimes* [Online] [cit. 7. července 2022].
<https://www.lanl.gov/projects/dense-plasma-theory/background/physical-regimes.php>
- [5] Musazzi, S., Perini, U., *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy* Springer, 2014.
- [6] Conrads, H., Schmidt, M., *Plasma generation and plasma sources*. Plasma Sources Science and Technology, 9, 441, 2000.
- [7] Piel, A. *Plasma Generation*. In: *Plasma Physics*. Springer, Berlin, Heidelberg. 2010.
- [8] P.A. Zyla et al.(Particle Data Group) Review of Particle Physics. Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01, 2020
- [9] National institute of standards and technology, *PSTAR and ASTAR Databases for Protons and Helium Ions* [Online] [cit. 7. července 2022].
<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/programs.html>
- [10] National institute of standards and technology, *ESTAR: Stopping Powers and Ranges for Electrons* [Online] [cit. 7. července 2022].
<https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/method.html>
- [11] Bethe, H.A., *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie* Ann. Phys. 5, 325, 1930.
- [12] Anderson, H.H., Ziegler, J.F *Hydrogen Stopping powers and ranges in all elements*. United States. Pergamon Press, 1977.
- [13] Lindhard, J, Winther, A., *Stopping power of electron gas and equipartition rule.*,Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 1964.
- [14] Møller, S.P, *et al.*, *Direct measurements of the stopping power for antiprotons of light and heavy targets*, Phys. Rev. A 56, 2930, 1997.
- [15] Arista, N.R, Brandt, W., *Dielectric response of quantum plasmas in thermal equilibrium* Phys. Rev. A 29, 1471 – Published 1 March 1984

- [16] Lindhard, J., *On the properties of a gas of charged particles*. Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-fys. Medd., 1954.
- [17] Mermin, N. D., *Lindhard Dielectric Function in the Relaxation-Time Approximation* Phys. Rev. B, 1, 2362-2363, 1970.
- [18] Barriga-Carrasco, M.D., *Proton stopping using a full conserving dielectric function in plasmas at any degeneracy* Physical Review E 82(4 Pt 2) 2010
- [19] Basko, M.M., *Stopping of fast ions in dense plasma*. Sov. J. Plasma Phys. 10, 689 1984.
- [20] Chen, S.N., *Experimental evidence for the enhanced and reduced stopping regimes for protons propagating through hot plasmas*, Sci. Rep. 8, 14586, 2018
- [21] Magyar, R.J., Shulenburger, L. and Baczewski, A.D., *Stopping of Deuterium in Warm Dense Deuterium from Ehrenfest Time-Dependent Density Functional Theory*, Contrib. Plasma Phys., 56: 459-466, 2016.
- [22] Grupen, C., Shwartz, B., *Particle detectors*, Cambridge, 2008.
- [23] Flysckt., S.O., Marmonier, C., *PHOTOMULTIPLIER TUBES principles and applications* [Online] [cit. 7. července 2022].
https://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flysckt_Marmonier.pdf
- [24] Calvi, M., *Single photon time resolution of photodetectors at high rate: Hamamatsu R13742 MaPMT and R10754 MCP-PMT*, JINST 15 P10031, 2020.