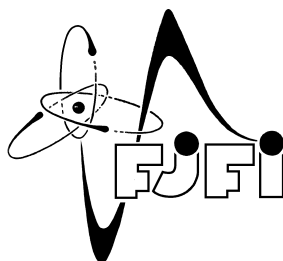


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Technical Design Report

Rozptyl elektronů na terči

APRA kolaborace

(letní semestr akademického roku 2010/2011)

APRA kolaborace

Rozdělení úloh experimentu:

- Teoretický popis a terčik- Michal Křelina
- Zdroj vysokého napětí - Jakub Cúth
- Zdroj elektronů a urychlovač - Karel Boháček
- Diagnostika svazku a detekce - Dalibor Skoupil

Mluvčí projektu: Jakub Cúth

Koordinátor projektu: Dalibor Skoupil

Obsah

Úvod	1
1 Teorie - rozptyl elektronů na terči	3
1.1 Vypočtené hodnoty pro experiment	6
1.2 Terč	8
1.3 Stínění	8
2 Zdroj vysokého napětí a obvod na tvorbu shluků	11
2.1 Návrhy obvodů	11
2.2 Usměrnovací obvod	11
2.3 Generátor čtvercových impulzů	12
2.4 Realizace	12
3 Zdroj elektronů a urychlovač	15
3.1 Zdroj elektronů	15
3.2 Fokusace a urychlení elektronového svazku	17
4 Diagnostika svazku a detekce	19
4.1 Měření energie svazku - magnetický spektrometr	19
4.2 Měření intenzity svazku částic	22
4.3 Detekce částic	24
Závěr	27

Úvod

Zadáním předmětu Pokročilé praktikum pro zaměření Experimentální jaderná fyzika, a tedy i našim úkolem, je navrhnout a sestavit aparaturu na měření rozptylu elektronů na jádrech. Je třeba zvolit vhodný zdroj elektronů, navrhnout a sestavit elektronové dělo, jež bude provádět urychlování a fokusaci svazku elektronů. Dále je třeba sestavit zdroj vysokého napětí 60 kV, které bude přivedeno na elektrody elektronového děla. Je také nutné sestavit aparaturu pro diagnostiku svazku (tj. měření proudu elektronů a kvality fokusace svazku).

V zimním semestru byly uskutečněny první teoretické návrhy experimentu, ze kterých budeme dále vycházet v semestru letním, kdy přejdeme k samotné realizaci.

Kapitola 1

Teorie - rozptyl elektronů na terči

Rozptyl elektronů na terči může představovat pružný rozptyl, nepružný rozptyl i vícenásobný rozptyl atd., a to v závislosti na tom, jakou energii má elektron a jaké vlastnosti má terč. Pro další úvahy v textu předpokládáme, že budeme mít při experimentu k dispozici relativistické elektrony. Obecně za relativistické rychlosti považujeme rychlosti, které zhruba splňují podmínku $v > 0,2c$, tzn. minimální energie elektronů je $T_{min} \approx 10,5 \text{ kV}$.

V tabulce 1.1 jsou uvedeny řádové energie, jaké potřebujeme na daný typ rozptylu. Například abychom docílili elastického rozptylu elektronů na atomovém jádře, potřebujeme, aby vlnová délka elektronu byla menší než velikost atomu, ale větší než velikost atomového jádra. K výpočtům v Tabulce 1.1 byl použit de Broglieův vztah pro vlnovou délku a rychlost

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (1.1)$$

kde h je Planckova konstanta, c je rychlost světla a v je rychlost elektronu, kterou spočítáme jako

$$v = c \sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{eU + mc^2} \right)^2}, \quad (1.2)$$

kde c je opět rychlost světla, mc^2 je hmotnost elektronu, U je urychlovací napětí a e je elementární náboj. Pro první odhad účinného průřezu můžeme použít Rutherfordův

Proces	T_{min}
Elastický rozptyl na atomovém jádře	$> 9 \text{ keV}$
Neelastický rozptyl na atomovém jádře	$> 0,9 \text{ GeV}$

Tabulka 1.1: Řádový přehled energií pro dané procesy rozptylu.

účinný průřez, který popisuje interakci jádra a těžké nalétávající částice bez spinových korekcí. Rutherfordův účinný průřez [7] lze napsat jako

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zze^2}{16\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} = \left(\frac{Zz\alpha\hbar c}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (1.3)$$

kde Z je náboj terčového jádra, z je náboj nalétávající částice, e je elementární náboj, ϵ_0 je permitivita vakua, E je energie náletávající částice, θ je úhel rozptylu, α je konstanta jemné struktury.

Rutherfordův účinný průřez pro rozptyl neodpovídá skutečnosti pro velmi malé a velké úhly, proto je potřeba provést korekce. Velmi malé úhly odpovídají velkému impakt parametru, kde je Coulombický potenciál atomového jádra stíněn atomovými elektrony, jedná se o tzv. „screening effect”. Úhel θ_{min} má podle kvantové mechaniky [10] tvar

$$\theta_{min} = \alpha Z^{1/3} \frac{mc^2}{pc}, \quad (1.4)$$

kde Z je náboj terčového jádra, p hybnost nalétávající částice a mc^2 je hmotnost nalétávající částice. Také můžeme napsat přibližný vzorec pro úhel θ_{max} [10]

$$\theta_{max} \approx \frac{\hbar}{pr_n}, \quad (1.5)$$

který však hraje roli pouze pro opravdu vysoké nalétávající částice, kde p je hybnost nalétávající částice a r_n je jaderný poloměr.

Základní korekci pro lehké elektrony se spinem 1/2 provedl N. F. Mott [8]. Jeho korekci můžeme napsat jako

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Zz\alpha\hbar c}{4T} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \left[1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (1.6)$$

kde β je kinematický faktor $\beta = v/c$.

Na obrázcích 1.1 a 1.2 je zobrazen Mottův diferenciální účinný průřez, respektive Mottův totální účinný průřez pro hliník. Tyto grafy jsou převzaté z [9]. Do výpočtů totálních i diferenciálních účinných průřezů v [9] autoři započítali i tzv. „screening effect”, neboli započítání efektu náboje elektronů v obalu.

Totální účinný průřez můžeme poté spočítat jako

$$\sigma = 2\pi \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin \theta d\theta. \quad (1.7)$$

Při experimentu s rozptylem na terči je třeba také vzít v úvahu tloušťku terče. Pro výpočet průchodů částic tlustým terčem se používá tzv. vícenásobný rozptyl. Avšak terč nesmí být moc tlustý, abychom celý svazek neztratili v terči. Pro přesný výpočet dosahu lze vyjít z [11]. Z Betheho teorie vycházejí i data v [12], kde lze najít spočítaná data pro dosah elektronů v různých prostředí.

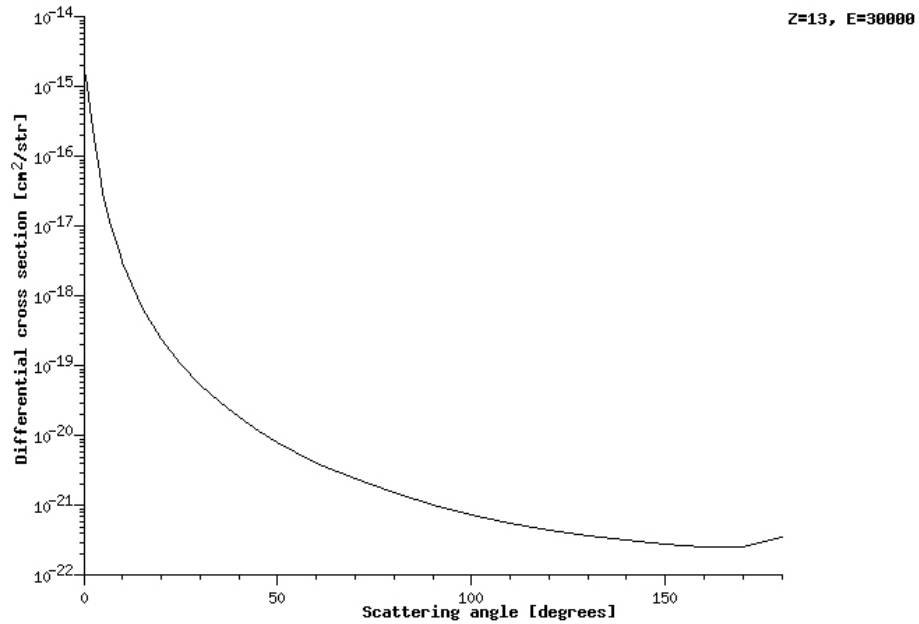
Pro výpočet pravděpodobnosti k -rozptylů lze použít vzorec z [14]

$$P_k(L) = \frac{(\sigma n L)^k}{k!} e^{-\sigma n L}, \quad (1.8)$$

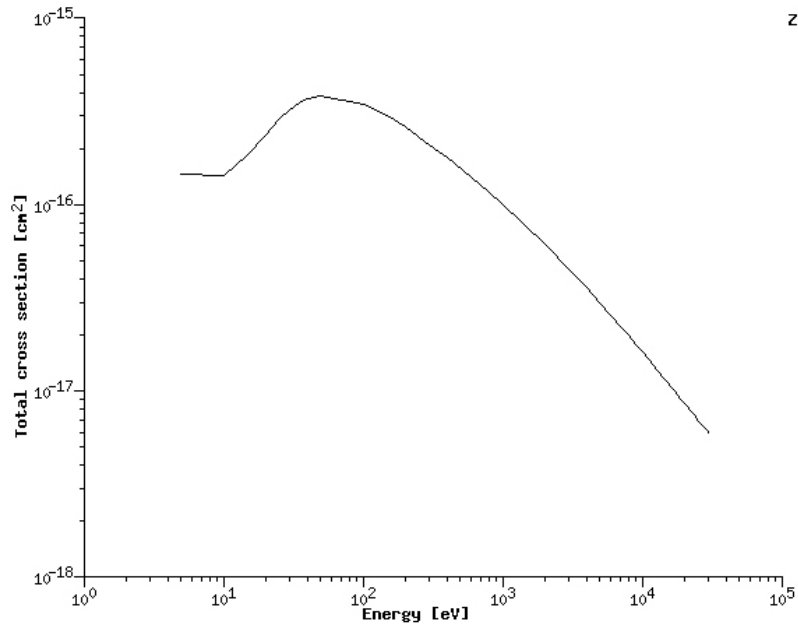
kde L je tloušťka terče, n je počet atomů v objemové jednotce, σ je účinný průřez interakce a k je počet rozptylů. Vzorec 1.8 platí pro elastické rozptyly pro malé úhly v homogenním médiu.

Při interakci lehkých nabitých částic s prostředím nedochází pouze k ionizačním ztrátám, ale i k vyzařování brzdného záření. Úhlové rozdělení brzdného záření lze popsat tzv. 2BS Kochovým a Motzovým vzorcem v [13], kde je plně popsán.

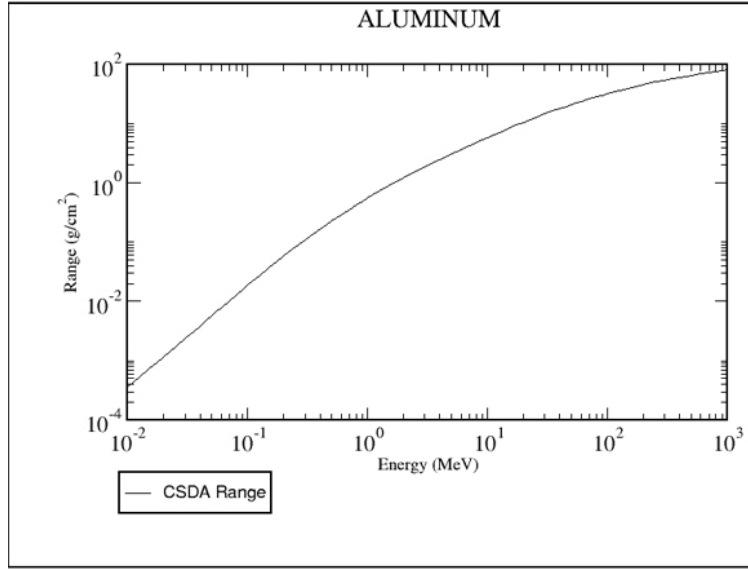
Konkrétní závěry získáme až aplikací na dané experimentální podmínky. To znamená, že pro určité hodnoty potřebujeme znát energii elektronu a vlastnosti terče. Výpočtům těchto hodnot a závěrům se věnuje následující kapitola.



Obrázek 1.1: Mottův diferenciální účinný průřez pro hliník při energii 30 keV. [9]



Obrázek 1.2: Mottův totální účinný průřez pro hliník pro energie 5 eV - 30 keV. [9]



Obrázek 1.3: Dosah elektronů v hliníku v závislosti na energii. [12]

1.1 Vypočtené hodnoty pro experiment

Základní parametry experimentu, důležité pro teoretické výpočty, jsou uvedeny v tabulce 1.2.

Kinetická energie elektronů	60 keV
Terč - materiál	Al ($Z = 13$)
Terč - tloušťka	$0,4 \mu\text{m} / 9 \mu\text{m}$

Tabulka 1.2: Přehled základních parametrů experimentu.

Elektron s kinetickou energií 60 keV se pohybuje rychlostí $0,45 c$, jde tedy o relativistickou rychlost. Této energii odpovídá vlnová délka $5,43 \text{ pm}$, což je postačující pro elastický rozptyl na atomovém jádře hliníku.

Porovnáním Rutherfordova (1.3) a Mottova (1.6) diferenciálního účinného průřezu pro energii elektronu o 60 keV vidíme na obrázku 1.4. Oba průřezy jsou prakticky stejné až do úhlu 90° .

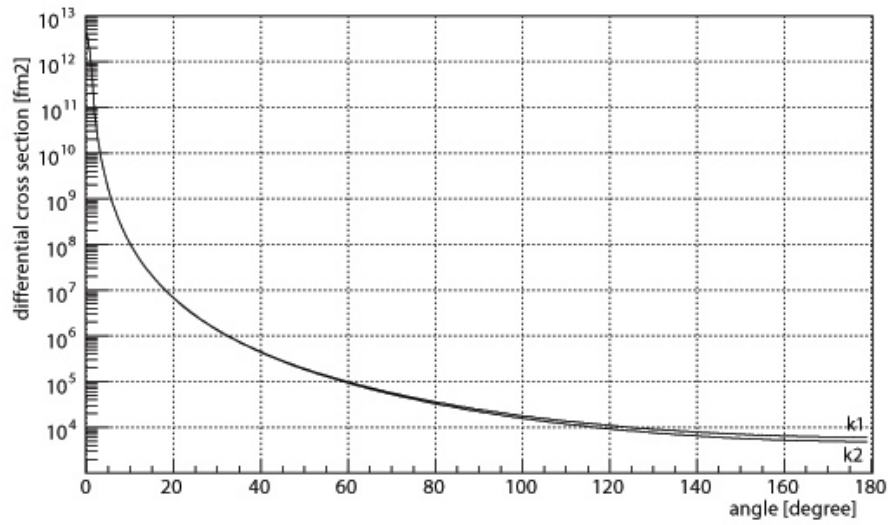
Podíváme-li se na obrázek 1.5, ve kterém je vyneseno rozdíly mezi Rutherfordovým a Mottovým účinným průřezem, uvidíme, že se liší hlavně pro malé úhly, kde je Rutherfordův účinný průřez větší. Avšak tento rozdíl do cca 20° je menší než $0,001\%$. Pro úhly větší než 100° je tato chyba v řádech jednotek procent.

To znamená, že chceme-li měřit v rozmezí 5° - 90° , můžeme se v dalším výpočtu omezit na Rutherfordův účinný průřez bez spinových korekcí.

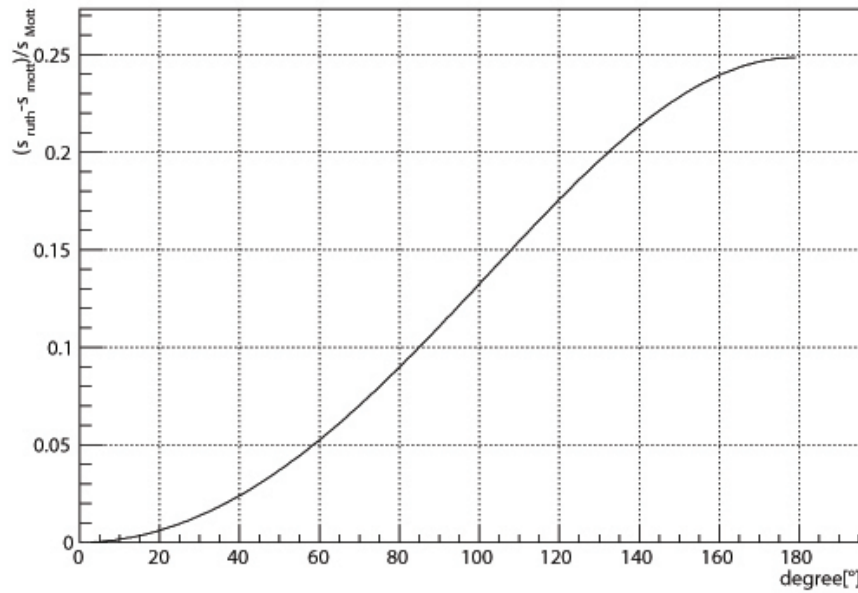
V následující tabulce 1.3 jsou spočítané totální účinné průřezy. Totální účinné průřezy

σ_{Ruth}	$206,766 \text{ fm}^2$
σ_{Mott}	$206,645 \text{ fm}^2$

Tabulka 1.3: Totální účinný průřez.



Obrázek 1.4: Srovnání Rutherfordova a Mottova diferenciálního účinného průřezu. Křivka $k1$ představuje Rutherfordův úč. průřez a křivka $k2$ představuje Mottův úč. průřez.



Obrázek 1.5: Rozdíl mezi Rutherfordovým a Mottovým dif. účinným průřezem.

jsou spočítané s korekcemi pro minimální a maximální úhel. Úhel θ_{min} dle (1.4) vyšel $\theta_{min} = 2,203^\circ$. Při těchto nízkých energiích není maximální úhel omezen, tedy $\theta_{max} = 180^\circ$.

Závěrem můžeme říci, že, při urychlovacím napětí 60kV bychom měli pozorovat jeden elastický rozptyl na jádře s pravděpodobností $4,95 \times 10^{-3}$ s úhlovým rozdělením vynesným na obrázku 1.4. Pro nejlepší výsledky lze doporučit měření úhlů v rozmezí 5° - 90° . Rovněž můžeme říci, že korekce z Rutherfordova rozptylu na Mottův jsou zanedbatelné.

1.2 Terč

Pro experiment byly připravené dva terčíky z hliníkové fólie o tloušťce $0,4 \mu\text{m}$ a $9 \mu\text{m}$ (alobal).

V [12] lze najít vlastnosti elektronu při průchodu hliníkem, které jsou přepsány do Tabulky 1.4.

Kinetická Energie [MeV]	Ionizační ztráty [MeV.cm ² /g]	Ztráty brzd. zář. [MeV.cm ² /g]	Celkové ion. ztráty [MeV.cm ² /g]	CSDA dosah [g/cm ²]	Radiační výtěžek
$6,000 \times 10^{-2}$	4,439	$7,243 \times 10^{-3}$	4,446	$7,855 \times 10^{-3}$	$9,232 \times 10^{-4}$

Tabulka 1.4: Vlastnosti elektronu při průchodu hliníkem [12].

V tabulce 1.4 představuje radiační výtěžek zlomek primární energie nalétávajícího elektronu, která se přemění na brzdné záření.

Hodnotu CSDA dosahu (střední dosah elektronů v daném materiálu, do kterého jsou započítané i interakce s obalem jádra) z tabulky 1.4 můžeme přepočítat na $29,1 \mu\text{m}$, což je více než tloušťka terče. Také vidíme, že při energii 60 keV dominují ionizační ztráty nad radiačními. Dále v tabulce 1.5 jsou shrnuty pravděpodobnosti pro vícenásobné rozptyly na jádrech hliníku.

Počet rozptylů	Pravděpodobnost pro $0,4 \mu\text{m}$	Pravděpodobnost pro $9 \mu\text{m}$
1	$4,96 \times 10^{-6}$	$1,12 \times 10^{-4}$
2	$1,23 \times 10^{-11}$	$6,24 \times 10^{-9}$
3	$2,04 \times 10^{-17}$	$2,31 \times 10^{-13}$

Tabulka 1.5: Pravděpodobnosti pro k rozptylů na jádrech hliníku.

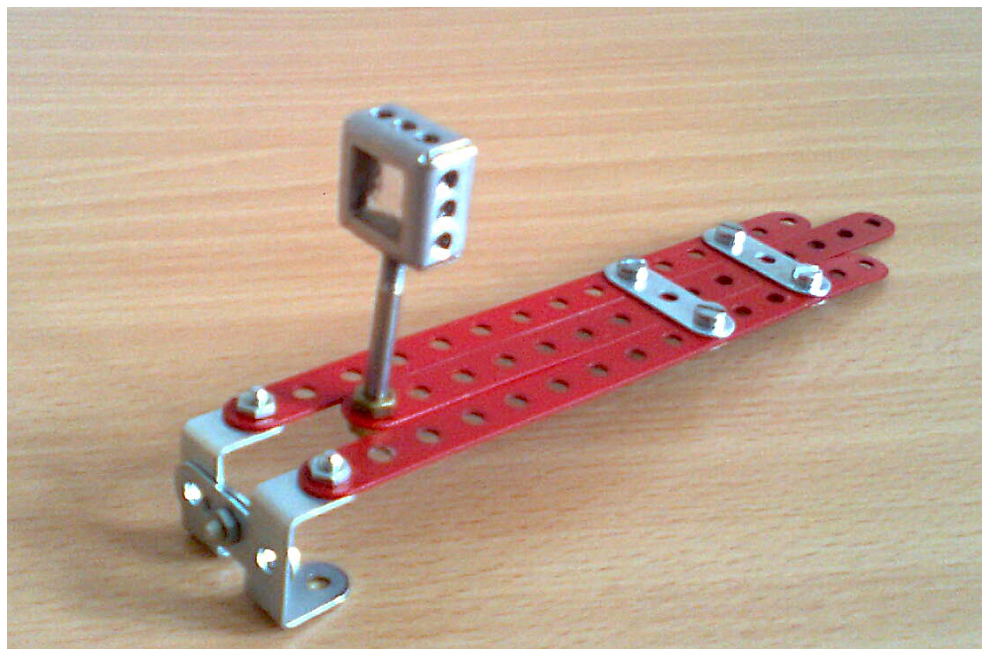
Pro hliníkové fólie byly vyrobeny kovové rámy, viz obrázek 1.6, o rozměrech $1 \times 1 \text{ cm}$. Pro lepší výsledky je vhodné, aby terč byl umístěn v místě nejlepší fokusace svazku elektronů.

Shrneme-li poznatky o terči, můžeme říci, že pro $0,4 \mu\text{m}$ bychom měli pozorovat hlavně volný průchod elektronů terčem s malým počtem rozptylů, zatímco pro $9 \mu\text{m}$ terč bychom měli pozorovat cca 100krát větší hustotu rozptýlených elektronů.

1.3 Stínění

Elektrony při průchodu látkou ztrácí energii nejen ionizací, ale i vyzařováním brzdného záření. Množství elektronů „přeměněných“ na brzdné záření nám udává údaj radiační výtěžek z tabulky 1.4. Přitom vylétávající foton může mít maximální energii takovou, jakou měla primární částice, tj. 60 keV, což odpovídá vlnové délce $20,6 \text{ pm}$, která odpovídá tvrdému rentgenovému záření.

Na obrázku 1.7 je vyneseno úhlové rozdělení vylétávajícího brzdného záření spočítaného 2BS Koch-Motzovým vzorcem [13]. Z tohoto obrázku je patrné, že brzdné záření poletí s největší pravděpodobností ve směru svazku.



Obrázek 1.6: Pohled na terč.

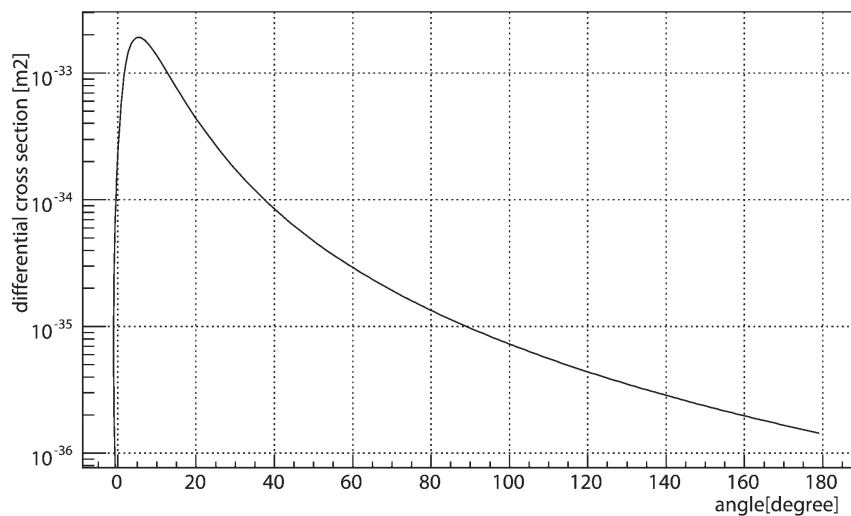
Předtím, než budeme uvažovat, jaké potřebujeme stínění, se podívejme, jestli vůbec nějaké potřebujeme. Celý experiment je umístěný ve vakuové komoře z oceli, kde přední a zadní víko má tloušťku 20 mm a boční stěna 5 mm, což je i nejslabší místo komory.

Na obrázku 1.8 je vyneseny součinitel zeslabení pro gama záření pro železo a v tabulce 1.6 jsou vyneseny konkrétní hodnoty zeslabení pro dané tloušťky. Data pro obrázek i tabulku byla čerpána z [15].

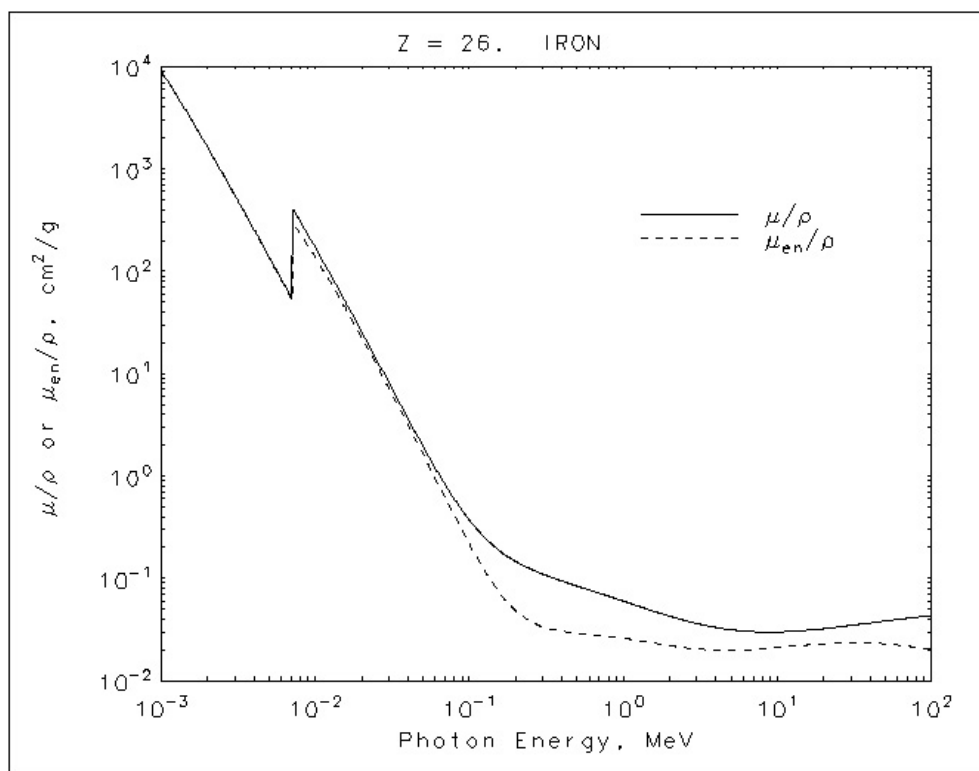
Energie (MeV)	μ/ρ (cm ² /g)	koef. zeslabení 5 mm	koef. zeslabení 10 mm	koef. zeslabení 20 mm
1×10^{-3}	$9,09 \times 10^{-3}$	0	0	0
5×10^{-3}	$1,40 \times 10^{-2}$	0	0	0
1×10^{-2}	$1,71 \times 10^{-2}$	0	0	0
3×10^{-2}	8,18	$1,11 \times 10^{-14}$	$1,23 \times 10^{-28}$	$1,52 \times 10^{-56}$
5×10^{-2}	1,96	$4,55 \times 10^{-4}$	$2,07 \times 10^{-7}$	$4,29 \times 10^{-14}$
6×10^{-2}	1,21	$8,78 \times 10^{-3}$	$7,70 \times 10^{-5}$	$5,93 \times 10^{-9}$

Tabulka 1.6: Koeficienty zeslabení pro gama záření pro železo.

Srovnáme-li data z tabulek 1.6 a 1.4 a předpokládaným tokem elektronů $10^{11} \text{ e}^-/\text{s}$, tak jediné slabé místo je boční stěna (5 mm) pro energie větší než 40 keV. Avšak uvažíme-li, že z daného toku vznikne pouze cca 10 fotonů o tak vysokých energiích (většina vzniklého záření bude mít energii 5-100 eV), tak můžeme konstatovat, že sama vakuová komora odstíní většinu záření a není potřeba žádné další stínění.



Obrázek 1.7: Úhlové rozdělení pro brzdné záření.



Obrázek 1.8: Součinitel zeslabení pro gama záření v železe.

Kapitola 2

Zdroj vysokého napětí a obvod na tvorbu shluků

Pro urychlování elektronů je zapotřebí zdroje stejnosměrného vysokého napětí. Obvyklé je použití kaskádního násobiče pomocí kapacit a usměrňovacích diod.

Kromě zdroje vysokého napětí je potřeba sestavit i tzv. bunchovací obvod. Ten bude generovat úzký obdélníkový signál přímo napojený na první elektrodu u žhavení a tak vytvářet shluky elektronů (z angl. bunch).

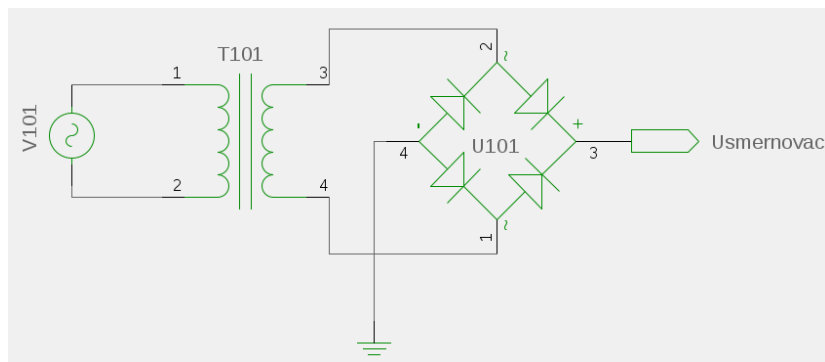
2.1 Návrhy obvodů

Oba dva obvody, jak vysokonapěťový tak bunchovací, využívají integrovaného obvodu LM 555 DIL8. Operační napětí časovače 555 je mezi 4,5 až 18 V.

2.2 Usměrňovací obvod

Pomocí jednoduchého usměrňovacího obvodu (obr. 2.1) napájíme oba obvody. Transformátor *T101* z 220 na 12 V je napojený usměrňovací Grätzův můstek *B250C3000*.

Obvody jsou pak napájené sériově se společnou zemí pro všechny části elektroniky i urychlovací aparatury.



Obrázek 2.1: Usměrňovací obvod.

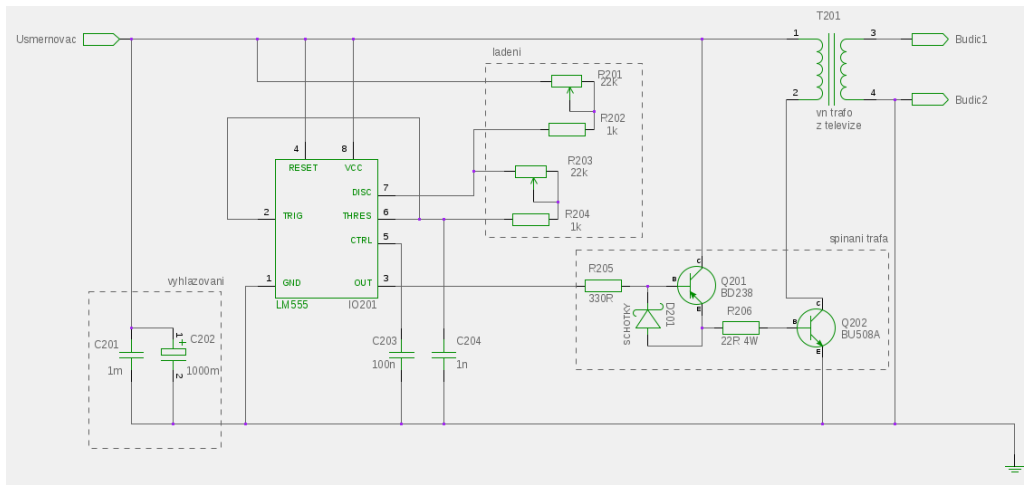
2.3 Generátor čtvercových impulsů

Vysokonapěťový obvod je složen z budicího obvodu a násobiče. Budicí obvod (obr 2.2) generuje čtvercový signál, který je vstupem na vysokonapěťový transformátor $T201$.

Pomocí potenciometrů $R201$ a $R203$ upravujeme šířku a střídu pulzů podle vzorce

$$f = \frac{1,4}{C204 \cdot [R201 + R202 + 2 \cdot (R203 + R204)]} \quad (2.1)$$

Napětí na výstupu vysokonapěťového transformátoru (VN trafo) v závislosti na frekvenci má rezonanční charakter. Při měřeních bylo použito VN trafo ze starých televizí, protože neobsahují usměrňovací diodu jak je tomu v nových televizích.



Obrázek 2.2: Budicí obvod.

Násobič sestává prakticky ze dvou typů elektrosoučástek: kondenzátoru a diody. Zapojení je na obrázku 2.3. Jedná se o Villardův násobič, v našem případě s 20 stupni.

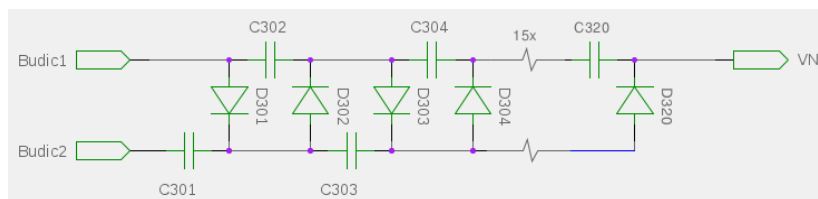
Při vstupním střídavém napětí s amplitudou $V_{max}^{(in)}$ je na výstupu nakumulováno stabilní stejnosměrné napětí $20 V_{max}^{(in)}$.

Při tvorbě bunchovacího obvodu jsme postupovali identicky jako v případě budicího obvodu. Rozdíly byly v použitých kapacitách a odporech. Kvůli potřebě úzkých piků se 7 a 6 výstup 555 přepojil diodou (v našem případě LED).

Výstup bunchovacího obvodu je připojen na první elektrodu, která bude většinu času sloužit jako stínění. Při příchodu pulsu urychlí oblak elektronů z okolí žhavicího vlákna a ten bude dál pokračovat urychlovací soustavou.

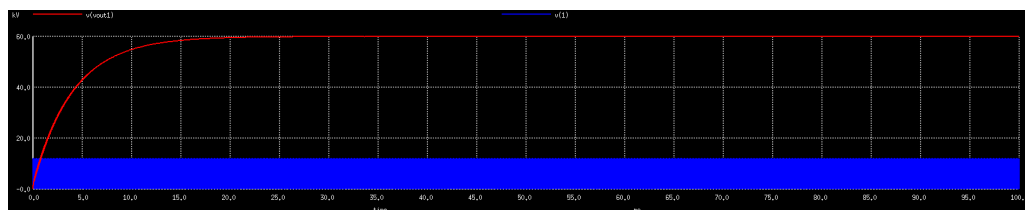
2.4 Realizace

Obvod byl navržen v programu *GSchem* a simulován pomocí balíčku *gEDA*. Na obrázku 2.4 je vývoj napětí v závislosti na čase.



Obrázek 2.3: Násobící obvod.

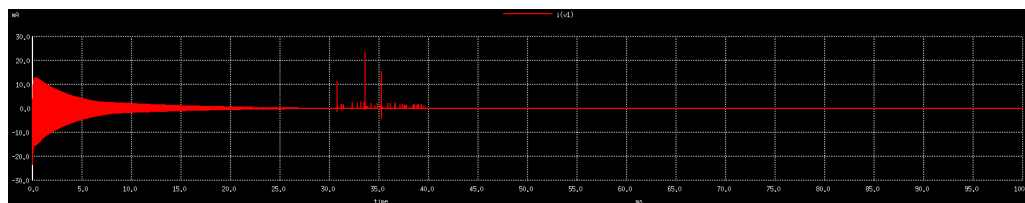
Červenou barvou je výstupní napětí na násobiči, modrou vstupní. V tomto případě byl násobič jen desetistupňový. Je vidět, že napětí s časem velice rychle dosáhne maxima a pak je stabilní. Toto je potřebné pro přesné měření a proto na to byl kladen veliký důraz.



Obrázek 2.4: Simulace vstupního a výstupního napětí.

Na obrázku 2.5 je tok proudu v obvodu násobiče v závislosti na čase. Po ustálení napětí obvodem teoreticky neteče žádný proud. Prakticky se bude jednat o parazitní proudy v řádech $\sim \mu\text{A}$.

Šum, který je možné vidět na obr. 2.5, je způsoben chybou simulace kvůli malému časovému kroku a nijak nesouvisí ze skutečnou realizací.



Obrázek 2.5: Simulace proudového zatížení obvodu.

Kvůli problémům s VN transformátorem se nám zdroj nepodařilo dokončit. Při měření napětí, které nám vyzkoušené transformátory mohly poskytnout, jsme dosáhli maximálního napětí $\sim 1,2 \text{ kV}$. Toto napětí bylo však nestabilní.

Kapitola 3

Zdroj elektronů a urychlovač

Pro experiment bylo potřeba navrhnout zdroj emitující elektrony spolu s urychlovacím a fokusacním zařízením. Cílem bylo vytvořit svazek elektronů, urychlit jej na potřebné energie a fokusovat jej tak, aby měl tento svazek co nejmenší průřez v místě, kde se budou elektrony srážet s částicemi terčíku. Z důvodů omezeného prostoru ve vakuové komoře, kde má experiment probíhat, jsme se rozhodli provádět zároveň urychlování i fokusaci pomocí jedné sady elektrod (tedy neprovádět například nejprve urychlení svazku elektronů a teprve poté jeho fokusaci).

Kvůli případné náročnosti výroby elektrod elektronového děla, jež má urychlování a fokusaci zajišťovat, jsme se rozhodli použít elektronové dělo ze staré černobílé obrazovky, které je pro naše použití dostačující a vzhledem ke svým rozměrům i vyhovující. Na elektronovém dělu, jež jsme měli k dispozici, bylo potřeba provést několik modifikací. Jako zdroj elektronů použijeme přímo žhavené wolframové vlákno.

3.1 Zdroj elektronů

Původní vlákno umístěné z výroby v našem elektronovém dělu bylo již zoxidované, a proto jsme jej vyjmuli a nahradili jej novým wolframovým vláknem z halogenové žárovky.

Bylo třeba zajistit, že se wolframové vlákno nebude dotýkat přímo první elektrody elektronového děla, aby proud procházející vláknem neovlivňoval elektrický potenciál přivedený na tuto elektrodu. Zároveň jsme chtěli, aby žhavicí vlákno bylo snadno vyměnitelné pro případy, kdy praskne a bude třeba jej nahradit novým.

Z tohoto důvodu jsme ze stavebnice Merkur sestavili jednoduchou nastavitelnou konstrukci, do které bude uchycen závit žárovičky, z níž předem odstraníme baňku kolem vlákna. Díky této konstrukci můžeme vlákno umístit těsně za první elektrodu elektronového děla, vlákno lze z této pozice snadno odsunout, a jelikož je stále upevněno v závitě původní žárovičky, můžeme jej i snadno měnit.

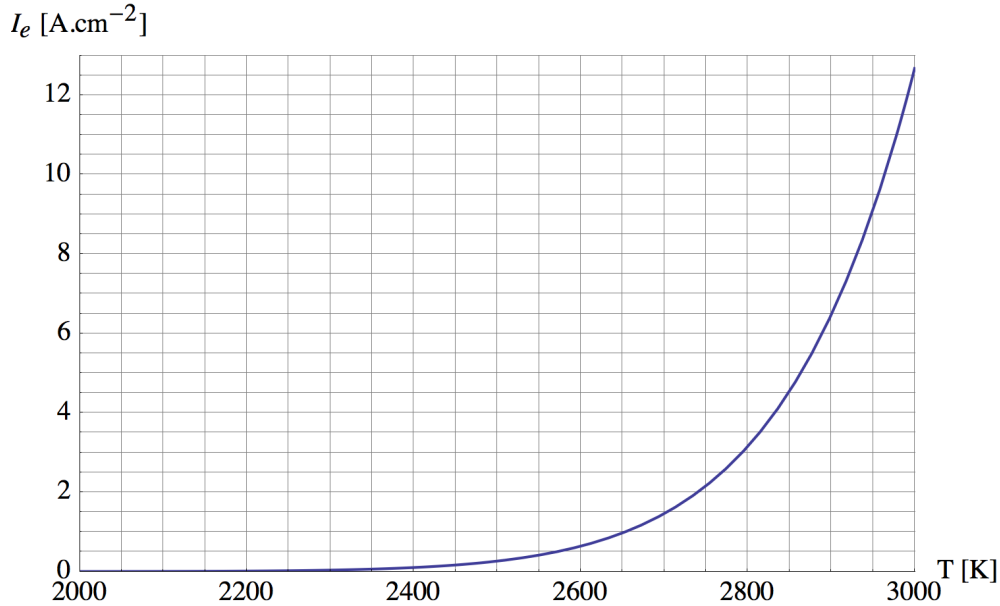
Další výhodou je ponechání žhavicího vlákna v závitě žárovičky, který nám tak umožňuje snadné připojení zdroje elektrického proudu. Ze známých parametrů žárovičky, kterou použijeme, také přesně víme, jaký proud pro provoz vlákna použít, aniž bychom jej zbytečně přetěžovali, což by mělo za následek zkrácení životnosti vlákna.

Získávání elektronů z vlákna funguje na principu termoemise, kdy vláknem prochází elektrický proud, čímž dochází ke zvýšení teploty a uvolňování elektronů z materiálu vlákna. Wolframové vlákno je pro naše účely vhodné ze stejného důvodu jako je vhodné pro výrobce žárovek, tedy z důvodu možnosti dosahovat vysokých teplot a dlouhodobě je snášet (wolfram má velmi vysokou teplotu bodu tání). Wolfram má také nízkou hodnotu výstupní práce elektronu ($W = 4,54$ eV [5]), jež je rovna prahové energii, kterou když elektron obdrží, bude uvolněn z elektronového obalu atomu materiálu a stane se volným elektronem. Hustota emisního proudu elektronů se u materiálů řídí tzv. Richardson-Dushmanovým vztahem:

$$j = AT^2 e^{-\frac{W}{kT}},$$

kde W je již zmiňovaná výstupní práce, k je Boltzmanova konstanta, T je termodynamická teplota a A je experimentálně zjištěná konstanta závisající na použitém materiálu (pro wolfram platí $A = 70 \text{ A.m}^{-2}.\text{K}^{-2}$ [5]).

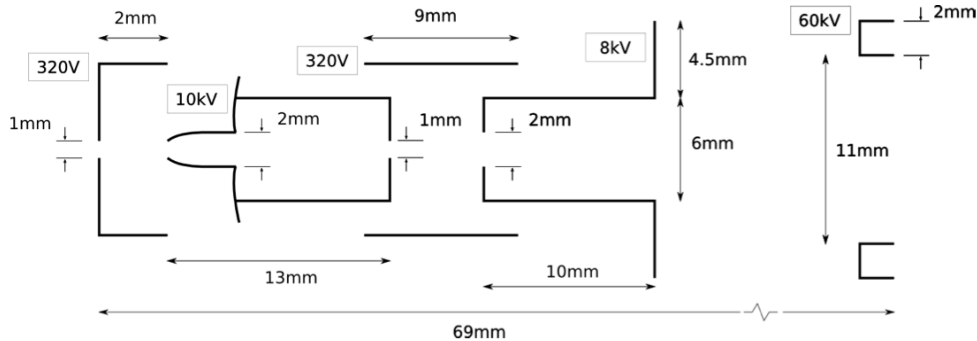
Jelikož konstanty A a W jsou dány použitým materiálem, je zřejmé, že bude žádoucí dosahovat vysokých teplot T (viz. obrázek 3.1). Jak bylo změřeno v [6], dosahuje vlákno teplot okolo 2500 K. Richardson-Dushmanův vztah nám však udává hustotu elektrického proudu, a samotný proud tak bude záviset i na rozměrech wolframového vlákna (na jeho povrchu). Žárovky vyžadující vyšší příkon mají obvykle tlustší vlákna, a proto předpokládáme použití 50 W halogenové žárovičky.



Obrázek 3.1: Závislost hustoty proudu elektronů na teplotě T pro wolfram [6].

3.2 Fokusace a urychlení elektronového svazku

Druhou modifikací použitého elektronového děla je posunutí poslední prstencové elektrody dále od zbytku aparátu (viz. schéma elektronového děla na obrázku 3.2). Bylo tak učiněno ze dvou důvodů. Jednak je nutné tuto změnu provést, aby bylo vůbec možné svazek fokusovat. V původní konfiguraci se nám totiž během simulací v programu *SIMION* nepodařilo dostat svazek, který by nebyl rozptýlený.

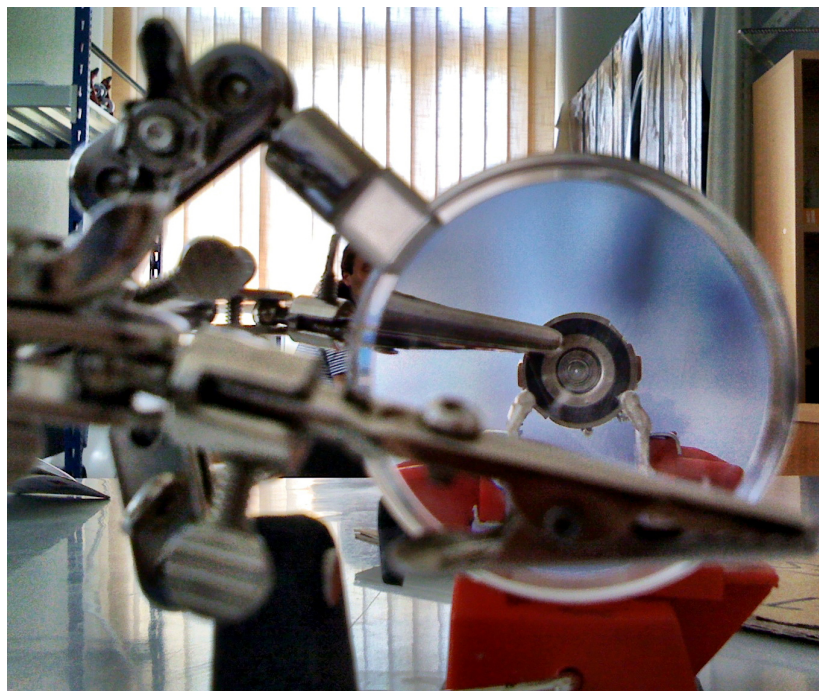


Obrázek 3.2: Schéma elektronového děla

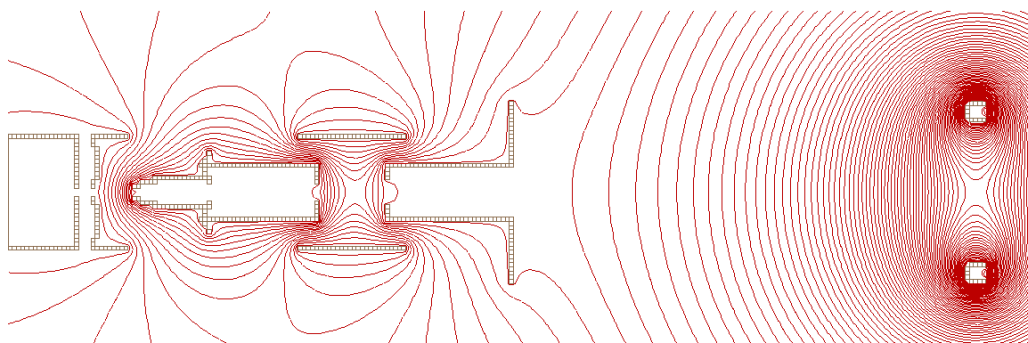
Výhodou posunutí této prstencové elektrody dále od zbytku děla je i snížení pravděpodobnosti jiskrového výboje, ke kterému by mohlo v původní konfiguraci dojít, neboť mezi posledními dvěma elektrodami je rozdíl potenciálů roven 52 kV. Samotné elektronové dělo jsme umístili na část krycí lišty pro vedení kabelu, a to silným lepidlem. Dbali jsme přitom na to, aby elektrody děla měly stále jednu společnou osu, čehož jsme dosáhli použitím prosvětlování laseru. Pohled na sestavené laserové dělo směrem dovnitř po ose děla je na obrázku 3.3.

Provedení elektronového děla, jež sestává celkem z šesti elektrod, je vidět na okolních obrázcích. Na první elektrodu je přiveden potenciál $U_1 = 12$ V vůči zemi, který má za úkol přemístit elektrony uvolněné z wolframového vlákna do prostoru, kde budou urychlovány. Napětí na této elektrodě bude možno zapínat a vypínat, což nám umožní dávkovat elektrony dle potřeby. Potenciál přivedený na další elektrody je po řadě: $U_2 = 320$ V, $U_3 = 10$ kV, $U_4 = 320$ V, $U_5 = 8$ kV a $U_6 = 60$ kV. Ekvipotenciální hladiny elektrostatického pole jsou ve dvoudimenzionálním zobrazení znázorněny na obrázku 3.4.

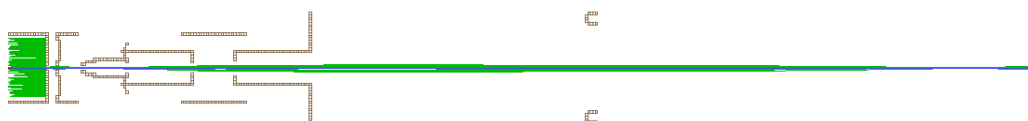
Svazek je, jak je z obrázku 3.5 obdrženo ze simulačního programu *SIMION* patrné, fokusován asi ve vzdálenosti 3,6 cm od poslední elektrody a jeho průměr bude činit cca 0,08 mm (obě hodnoty zjištěny ze simulace), což je pro naše potřeby dostačující.



Obrázek 3.3: Elektronové dělo - pohled směrem dovnitř děla skrze zvětšovací čočku



Obrázek 3.4: Ekvipotenciální hladiny elektrostatického pole kolem elektrod elektronového děla ve dvoudimenzionálním zobrazení.



Obrázek 3.5: Fokusace svazku elektronů elektronovým dělem.

Kapitola 4

Diagnostika svazku a detekce

4.1 Měření energie svazku - magnetický spektrometr

Pokud elektron s energií E a rychlostí v vletí do homogenního magnetického pole o magnetické indukci $\vec{B}$, začne v něm na něj působit síla

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B},$$

která zakříví jeho dráhu (za podmínky, že vektory $\vec{B}$ a $\vec{v}$ nejsou rovnoběžné). Elektron se tak začne pohybovat po kružnici, jejíž poloměr lze zjistit z podmínky rovnováhy mezi působící silou magnetickou a silou dostředivou, tedy ze vztahu

$$F_m = F_d \Rightarrow qvB = \frac{mv^2}{R} \Rightarrow R = \frac{mv}{qB}.$$

Jelikož elektrony o energiích ~ 60 keV jsou již relativistické, pro výpočet poloměru použijeme vztah

$$R = \frac{m_0 v}{qB} \gamma,$$

kde m_0 je klidová hmotnost elektronu a $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ je relativistický faktor, jenž pro energie elektronů menší nebo rovny 60 keV nabývá hodnot $\gamma \in (1; 1,12)$.

Pro kinetickou energii elektronů do 60 keV a pro předpokládanou hodnotu magnetické indukce 0,075 T dostáváme pro poloměr kružnice, kterou budou elektrony opisovat v magnetickém poli, hodnotu řádově v milimetrech. Několik hodnot je uvedeno v následující tabulce (tab. 4.1).

T [keV]	$R_{B=0,050 \text{ T}}$ [mm]	$R_{B=0,075 \text{ T}}$ [mm]	$R_{B=0,100 \text{ T}}$ [mm]
40	13,75	9,16	6,86
45	14,62	9,75	7,31
50	15,45	10,30	7,72
55	16,24	10,83	8,12
60	16,99	11,33	8,50

Tabulka 4.1: Závislost poloměru R kruhové dráhy opisované elektrony v magnetickém poli na hodnotě jejich kinetické energie T . Spočtené poloměry jsou pro tři různé hodnoty magnetické indukce B .

Pro určení rozměrů spektrometru budeme postupovat následovně. Chceme, aby elektrony s jistou „referenční hladinou“ energie, označme ji jako T_0 (například elektrony s energií 30 keV) opsaly v magnetickém poli čtvrtkružnici o poloměru R_0 a vylétávaly tak ze spektrometru kolmo na jeho hranu. Toho docílíme tak, že je budeme pouštět do magnetického pole ve vzdálenosti R_0 od jeho kraje (viz obrázek 4.1). Jak již bylo uvedeno, tyto elektrony se po opuštění magnetického pole budou pohybovat kolmo ke hraně spektrometru.

Pokud do magnetického pole vletí elektron s energií větší než T_0 , opíše v magnetickém poli kružnici o poloměru $R > R_0$ a ze spektrometru vyletí ve vzdálenosti $R_0 + k$ od jeho počátku, kde

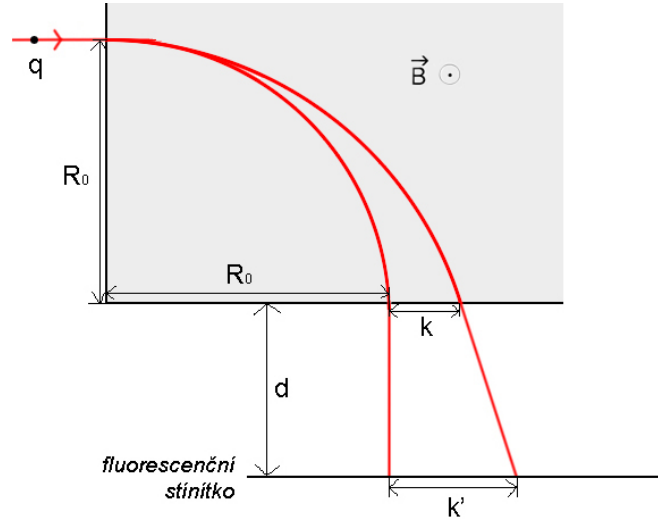
$$k = -R_0 + \sqrt{R_0(2R - R_0)}$$

je vzdálenost na hraně spektrometru mezi „referenčním“ elektronem a uvažovaným elektronem s energií větší než T_0 . Tento elektron již se nebude pohybovat kolmo na hranu spektrometru. Jestliže nyní umístíme ve vzdálenosti d od hrany spektrometru fluorescenční stínítko, dopadnou na něj oba uvažované elektrony ve vzájemné vzdálenosti

$$k' = \frac{R_0 + d}{R_0} k.$$

Z tohoto vztahu je vidět, že pro vzdálenost k' n -krát větší než k by bylo třeba volit vzdálenost d rovnou

$$d = (n - 1)R_0.$$



Obrázek 4.1: Schéma magnetického spektrometru. Elektron vletá do magnetického pole, které směřuje kolmo nánkresně, jeho dráha se v něm zakřivuje. R_0 je poloměr „referenčního“ elektronu s energií T_0 , d je vzdálenost fluorescenční desky od spektrometru, k je vzdálenost na hraně spektrometru mezi „referenčním“ elektronem a uvažovaným elektronem s energií větší než T_0 .

Pokud bychom volili zvětšení desetinásobné ($n = 10$), vzdálenosti mezi dopadajícími elektrony (s celočíselnými hodnotami kinetické energie v keV) na fluorescenčním stínítku by byly v rozmezí

$$k'_i - k'_{i-1} \in (0, 7; 1, 4) \text{ mm},$$

příčemž čím energetičtější by elektrony byly, tím menší vzdálenosti by byly mezi nimi na stínítku zaznamenány.

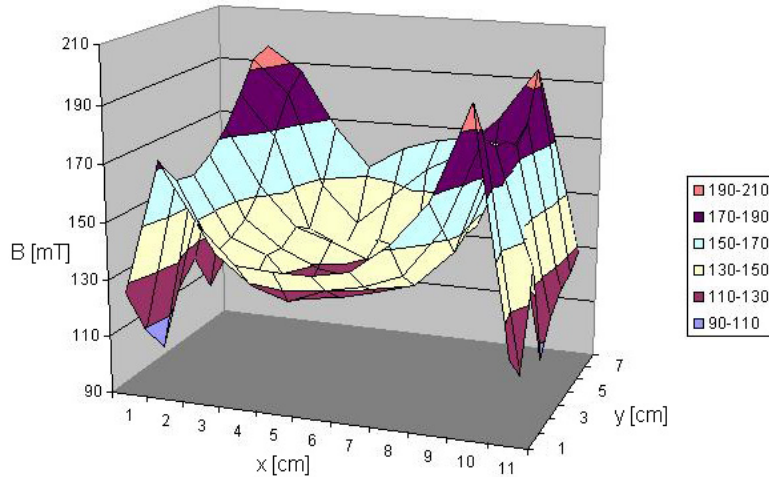
Vrátíme-li se zpět k rozměrům spektrometru, vidíme, že hloubku spektrometru by bylo rozumné volit větší nebo rovnou R_0 , a ideální délka spektrometru by měla být nejméně 11,4 mm, aby i nejenergetičtější elektrony vylétávaly toutéž hranou směrem ke fluorescenčnímu stínítku.

Mimo jiné bylo v praxi také mapováno magnetické pole mezi magnety. Toto ilustrují obr. 4.2 a 4.3. Jak lze z těchto ilustrací vysledovat, pole mezi magnety je nehomogenní. Navíc čím dále jsou magnety od sebe, tím je pole mezi nimi více nehomogenní.

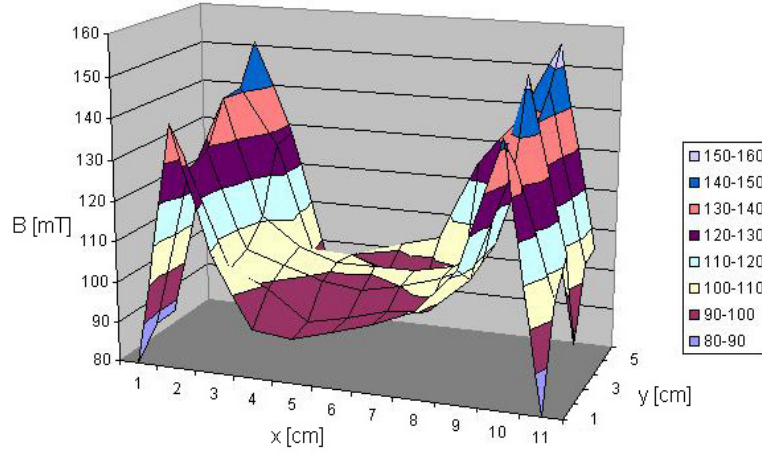
Vzhledem k tomu, že magnetické pole nezačíná a nekončí přesně s hranou magnetu (tak jak je to znázorněno např. na obr. 4.1), je třeba se zamyslet také nad těmito okrajovými jevy a nad tím, jak ovlivňují trajektorii elektronů ještě před jejich vstupem do magnetického pole v oblasti mezi magnety. Změřením hodnot magnetického pole až do vzdálenosti 30 cm od okraje magnetů mohlo být vypočteno, že se trajektorie elektronů ještě před samotným vstupem do magnetického pole v oblasti mezi magnety zakříví přibližně o $5^\circ 40'$. Hodnoty přesahu magnetického pole jsou uvedeny v tab. 4.2.

Vzdálenost [cm]	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
B [mT]	2,80	1,80	1,10	0,64	0,48	0,32	0,24	0,21	0,17	0,15

Tabulka 4.2: Hodnoty přesahu magnetického pole při vzdálenosti magnetů 2,8 cm.



Obrázek 4.2: Mapování magnetického pole mezi magnety. Obrázek ilustruje rozložení magnetického pole pro vzdálenost magnetů 26 mm.



Obrázek 4.3: Mapování magnetického pole mezi magnety. Obrázek ilustruje rozložení magnetického pole pro vzdálenost magnetů 26 mm.

Pro detekování elektronů bude dále za fluorescenčním stínítkem umístěn CCD či CMOS snímač¹ s adekvátními vlastnostmi (tj. s vhodným rozlišením, počtem snímku za vteřinu).

4.2 Měření intenzity svazku částic

Relativistický svazek částic produkuje proudový impuls $I(t)$, mající přibližně Gaussovský tvar, díky němuž se okolo letícího svazku částic kolmo na jeho směr šíření indukuje magnetické pole (viz obr. 4.4). Pokud svazek částic obklopíme prstencovitým jádrem z transformátorové oceli² o poloměru R , uvnitř jádra se bude produkovat pole

$$B(t) = \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi R} I(t),$$

kde μ_0 je permeabilita vakua a μ_r relativní permeabilita prostředí, která v případě transformátorové oceli nabývá hodnoty $\mu_r \in (400; 6700)$ (čerpáno ze zdroje [1]), hodnoty pro další materiály viz tab. 4.3.

Na cívce o n závitěch a s průřezem A se díky tomuto magnetickému poli indukuje napětí

$$U_{ind}(t) = nA\dot{B}(t) = nA\frac{\mu_0\mu_r}{2\pi R}\dot{I}(t).$$

Z tohoto vztahu můžeme určit výstupní napětí na „transformátoru“ pomocí relace

$$U_{out}(t) = \frac{1}{R_T C_T} nA \frac{\mu_0 \mu_r}{2\pi R} I(t). \quad (4.1)$$

¹<http://www.dalsa.com/sensors/Products/sensors.aspx>

²V generátorech, elektromotorech, transformátorech a jiných zařízeních s proměnným magnetickým polem je výhodné používat materiály s nízkou koercitivní magnetickou indukcí a vysokou hodnotou permeability. Takovým materiálem je například již zmíněná transformátorová ocel, která se skládá z 96% ze železa a ze 4% z křemíku.

Materiál	Počáteční permeabilita $\mu_r^{(poc)}$	Maximální permeabilita $\mu_r^{(max)}$
Transformátorová ocel (96%Fe, 4%Si)	$4 \cdot 10^2$	$6,7 \cdot 10^3$
Čisté železo (99,95%Fe)	10^4	$1,8 \cdot 10^5$
78-permalloy (21,2%Fe, 78,5%Ni, 0,3%Mn)	$6 \cdot 10^3$	10^5
supermalloy (15,7%Fe, 79%Ni, 5%Mo, 0,3%Mn)	10^5	10^6

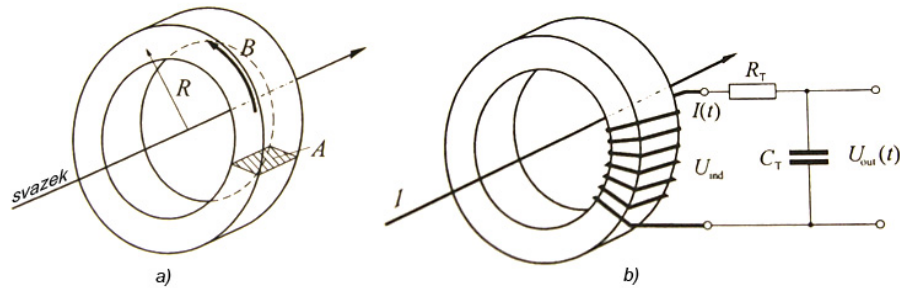
Tabulka 4.3: Relativní permeabilita magneticky měkkých materiálů nejběžněji používaných v praxi.

Odtud je zřejmé, že časová závislost výstupního napětí $U_{out}(t)$ je úměrná proudu svazku $I(t)$. Měli bychom tedy opět očekávat přibližně Gaussovský puls napětí.

Jako dobrá míra pro určení počtu elektronů a tím i intenzity svazku může sloužit plocha pod pulsem napětí (v každém případě je však nutno nejdříve nakalibrovat zařízení), tj.

$$\int U_{out}(t)dt \approx Ne.$$

Nyní použijeme vztahu (4.1) k určení potřebných rozměrů jádra, volby materiálu jádra (k čemuž nám dopomůže hodnota relativní permeability μ_r) a počtu závitů cívky. Vycházíme z toho, že U_{out} bychom v ideálním případě rádi měli ≈ 12 V. Pro orientační výpočet vezmeme pro průřez jádra hodnotu $A = 0,5 \text{ cm}^2$, pro poloměr jádra $R = 1,5 \text{ cm}$ a velmi orientačně hodnotu proudu $I = 0,5 \text{ A}$. Materiál jádra nechť je transformátorová ocel s přibližnou hodnotou relativní permeability $\mu_r = 4 \cdot 10^3$. Součin $R_T C_T$ ve jmenovateli výrazu (4.1) je přibližně roven době působení prolétávajícího svazku, tj. de facto době „sběru nábojů“.



Obrázek 4.4: Schéma pro měření proudu svazku. Svazek prochází jádrem o poloměru R a příčném průřezu A , přičemž v něm indukuje magnetické pole B (a). Shluk procházejících elektronů naindukuje v cívce napětí U_{ind} , z něž dopočítáme U_{out} , které měříme (b).

K měření proudového impulsu bylo navrženo použít Rogowského cívku. Jedná se o cívku, která slouží k přesnému měření proudu ve velkém rozsahu. Jde o toroidní cívku bez železného jádra umístěnou kolem primárního měřeného vodiče (my zde však nebudeme mít vodič, nýbrž svazek elektronů). Výsledný signál, který reprodukuje aktuální časový průběh tvaru vlny primárního proudu, se získá integrací získaného napěťového signálu.

Výstupní signál z Rogowského cívky není proud, ale napětí a získá se pomocí vztahu

$$U = \frac{-AN\mu_0}{l} \frac{dI}{dt},$$

kde $A = \pi a^2$ je plocha jedné ze závitů, N je počet závitů (v našem provedení $N = 73$) a $l = 2\pi R$ je délka vinutí.

4.3 Detekce částic

K detekci částic bude za hliníkovým terčíkem umístěno fluorescenční stínítko, na kterém budou produkovány fotony, jež se dále budou detekovat na snímači typu CCD či CMOS. Celá situace je znázorněna na následujícím obrázku.

Elektrony se budou na stínítku odchylovat od svého původního směru o úhel θ . Fluorescenční stínítko nemusí být rovnoběžné s terčíkem, ale může být sklopeno o úhel α , díky čemuž lze při stejné vzdálenosti r od terčíku obsáhnout mnohem větší úhel rozptylu elektronů θ . Přitom navíc uvažujeme (viz obr. 4.5), že rozptyl elektronů probíhá izotropně na obě strany, tj. stačí mít stínítko pouze na jedné straně od osy svazku.

Zvolíme-li pevně úhel naklonění stínítka α a jeho vzdálenost od terčíku r , můžeme vypočítat vzdálenost x od počátku stínítka (tj. od osy svazku), kde na stínítko dopadnou elektrony odchylené o úhel θ (opět viz obr. 4.5), podle vztahu

$$x(r, \theta) = r \frac{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}}{1 + \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \theta}}.$$

Toto může být ilustrováno tabulkou 4.4, která uvádí spočtenou vzdálenost x v závislosti na úhlu rozptylu elektronů θ pro vybrané úhly.

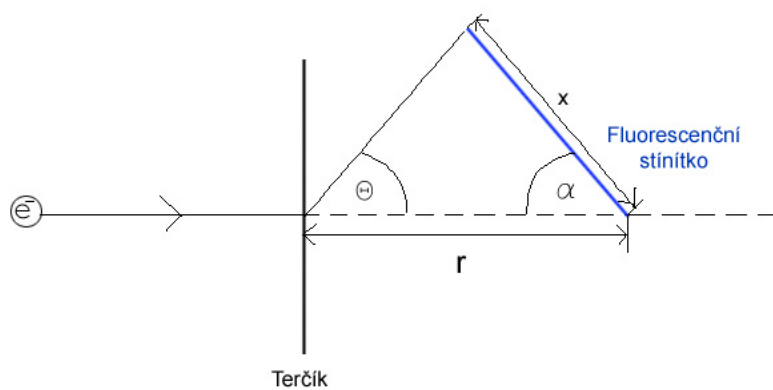
θ [°]	x [mm] (při $r = 50$ mm)	x [mm] (při $r = 100$ mm)
15	13,39	26,77
30	25,00	50,01
45	36,63	73,26
60	50,08	100,16
75	68,49	136,99

Tabulka 4.4: K ilustraci závislosti vzdálenosti x od počátku stínítka v závislosti na úhlu rozptylu θ pro dvě vzdálenosti stínítka od terčíku.

Vzhledem k tomu, že rozdíly vzdáleností na stínítku jsou pro elektrony odchylené o různé úhly velmi malé, potřebovali bychom detektor s velmi vysokým rozlišením. To lze ale obejít použitím čočky, díky čemuž dostaneme na detektoru mnohem větší rozdíly vzdáleností. Parametry čočky jsou diskutovány v následující tabulce.

Δy [μm]	f [mm]	d [']	a [mm]	a' [mm]	M	Δz [μm]
1,5	30	0,5	35	210	6	9
1,5	60	1,0	70	420	6	9
1,0	80	2,0	100/95/90	400/500/720	4/5,26/8	4/5,26/8

Tabulka 4.5: K rozlišení detektoru. Δy je vzdálenost na fluorescenčním stínítku, f ohnisková vzdálenost, d tloušťka čočky, a předmětová vzdálenost, a' obrazová vzdálenost, M zvětšení a Δz je vzdálenost na detektoru.



Obrázek 4.5: K rozlišení detektoru

Závěr

Návrh a realizace experimentu rozptylu elektronů na jádrech byl dvousemestrální projekt studentů čtvrtého ročníku zaměřený Experimentální jaderná fyzika na FJFI ČVUT v Praze ve školním roce 2010/2011.

V začátcích přípravy experimentu bylo rozhodnuto, že energie, na kterou budou urychleny elektrony, jež chceme rozptylovat na terčiku, bude činit 60 keV. Při těchto energiích dosahují elektrony téměř poloviny rychlosti světla a z velikosti De Broglieovy vlnové délky bylo zjištěno, že tyto energie jsou postačující pro coulombický rozptyl na jádrech hliníku, jenž byl vybrán jako nejvhodnější materiál pro terčik z důvodů dostupnosti.

Zároveň bylo vypočteno, že při daných energiích postačí jako stínění elektronů i fotonů brzdného záření vakuová komora, v níž bude experiment probíhat.

Zvolili jsme, že budeme detekovat elektrony v úhlovém intervalu $5-90^\circ$, neboť pro menší úhly bychom nebyli schopni rozlišit rozptýlené elektrony od těch, které prošly terčikem bez interakce nebo od jiných rozptylových procesů.

Jako zdroj elektronů jsme vybrali wolframové vlákno a zhotovili jednoduchý úchytný mechanismus, který umožňuje snadnou výměnu vlákna v případě poškození. Pro urychlení a fokusaci elektronů bylo s několika modifikacemi použito elektronové dělo z černobílé obrazovky.

Simulací v programu SIMION byly zvoleny vhodné potenciály tak, aby byl svazek elektronů co nejlépe fokusován (aby měl co nejmenší průřez).

Pro náš experiment jsme jako zdroj napětí vybrali a navrhli Villardův násobič s vysokonapěťovým trafem a budícím obvodem. Napětí bude pomocí odporového násobiče rozděleno v poměru, který byl nasimulován. Potenciál na první elektrodě bude řízen obvodem generujícím odelníkové pulsy.

Než bude provedeno měření, je třeba provést diagnostiku svazků elektronů, k čemuž byl navržen magnetický spektrometr pro určení energetického rozložení a Rogowského cívkou pro měření proudového impulsu. Tyto informace nám poskytnou informace také o celkové luminositě svazku.

Detekce elektronů bude prováděna pomocí fluorescenčního stínítka a CCD nebo CMOS čipu zachytávajícího fotony. Poloha bodu na stínítku bude přepočtená na rozptylový úhel.

Experiment nebyl úspěšně spuštěn, neboť jsme nestihli zhotovit detekční aparaturu, dokončit a připojit zdroj vysokého napětí k elektrodám elektronového děla a důkladně jej otestovat. Přesto bychom chtěli i po skončení předmětu Pokročilé praktikum na experimentu dále pracovat a uskutečnit měření coulombického rozptylu.

Používané konstanty a jednotky

Planckova konstanta	h	$6.626068 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
Planckova konstanta	$\hbar$	$4.135667 \times 10^{-15} \text{ eV.s}$
Elektrický náboj	e	$1.602177 \times 10^{-19} \text{ C}$
Hmotnost elektronu	m_e	$9.109382 \times 10^{-31} \text{ kg}$
Hmotnost elektronu	m_e	510998.910 eV
Rychlost světla	c	$299792458 \text{ m.s}^{-1}$
Konstanta jemné struktury	α	0.007297353

Literatura

- [1] Mechatronické materiály [cit. 23.2.2011],
http://delta.fme.vutbr.cz/mikromechanika/mechatr_matA4.pdf
- [2] Klaus Wille, *The Physics of Particle Accelerators*, Oxford University Press, 2005
- [3] Co je, k čemu je a jak funguje Rogowského cívka? [cit. 14.9.2011],
<http://automatizace.hw.cz/co-je-k-cemu-je-jak-funguje-rogowskeho-civka>
- [4] Rogowski coil [cit. 14.9.2011],
http://en.wikipedia.org/wiki/Rogowski_coil
- [5] C. J. Smithells, E. A. Brandes, and G. B. Brook: *Smithells Metals Reference Book*, Butterworth-Heinemann, BH, 1999
- [6] K. Boháček: *Optimalizace extrakce iontového svazku fúzního neutronového zdroje*, bakalářská práce, FJFI ČVUT, 2011
- [7] E. Rutherford; Philos. Mag., vol 6, pp.21, 1909
- [8] N.F. Mott; Proc. Roc. Soc. A, v. 124, 425, 1929
- [9] Electron scattering in solids; <http://www.ioffe.ru/ES/Elastic/>
- [10] R.C. Fernow; Introduction to Experimental Particle Physics, CUP 1989
- [11] H.A. Bethe; Z. Phys. 76, 293, 1932
- [12] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker, J. Chang; Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions; <http://www.nist.gov/pml/data/star/>
- [13] H.W. Koch, J.W. Motz; Rev. Mod. Phys. 31, 920 - 955 (1959).
- [14] D. Nosek; Jádra a částice; Matfyzpress, Praha 2005.
- [15] J.H. Hubbell and S.M. Seltzer; Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest; <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>