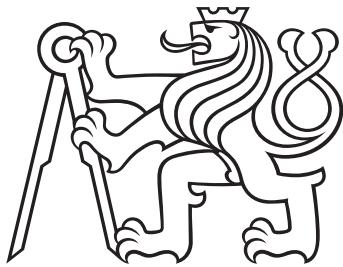


ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



**Elektronové dělo a detekce
elektronového svazku**

Ekaterina Eremenko, Anežka Kabátová, Jakub Kubát,
Tomáš Novák, Monika Robotková, Jaroslav Štorek,
Tomáš Truhlář, Matěj Vaculčíak

29. července 2019

Členové kolaborace

Koordinátor projektu
Tomáš Truhlář

Mluvčí projektu
Anežka Kabátová

Konstrukce elektronového děla
Monika Robotková
Jaroslav Štorek
Tomáš Novák
Tomáš Truhlář

Fokusace elektronového svazku
Ekaterina Eremenko
Jakub Kubát

Měření elektronového svazku
Anežka Kabátová
Matěj Vaculčiak

Obsah

1 Elektrony a vakuum	9
1.1 Elektron	9
1.2 Katodové záření	9
1.3 Elektrický proud ve vakuu	11
2 Elektrické výboje	13
2.1 Teorie elektrického výboje	13
2.1.1 Samostatné výboje	13
2.2 Přivedení vodičů k elektrodám	15
2.3 Pozorování a diskuse	16
2.4 Závěr	17
3 Zdroj elektronů, ES40-PS	19
4 Fokusace - teorie	23
5 Simulace fokusační soustavy	25
5.1 Koncept einzel lens	25
5.2 Vlastní elektronové dělo	27
5.3 Urychlování svazku z průmyslového děla	28
5.4 Zkouška děla se stínítkem	29
5.5 Závěr	29
6 Detekce	31
6.1 Detekční technologie	31
6.2 Principy polovodičových detektorů	31
6.2.1 Pásová struktura	31
6.2.2 Vyprázdněná oblast	33
6.2.3 Vznik signálu	33
6.3 Pixelové detektory	36
6.4 X-CHIP03	36
Experimentální set-up a analýza výsledků	39
6.5 Metodika měření	39
6.6 Postup měření	40
6.7 Výsledky	40
Reference	44

Seznam obrázků

1.1	Efekty v katodové trubici při snižování tlaku.	10
2.1	Zápalné napětí různých plynů.	14
2.2	Paschenova křivka pro vzduch	14
2.3	Ekvipotenciální plochy v doutnavém výboji při 100 Pa	15
2.4	Paschenova křivka pro určité hodnoty konstant	15
2.5	Pozorovaný doutnavý výboj	17
2.6	Pozorovaný jiskrový výboj	17
3.1	Schéma zapojení a ukázka ovládacího panelu stanice ES40-PS	19
3.2	Ukázka nastavení parametrů zdroje elektronů	20
4.1	Soustava třech elektrod s různým napětí.	23
4.2	Schematické znázornění siločár elektrického pole v soustavě einzelových čoček.	24
5.1	Caption.	26
5.2	Caption.	26
5.3	Caption.	26
5.4	Caption.	27
5.5	Caption.	28
5.6	Caption.	29
6.1	Grafické znázornění pásové struktury a) izolantu, b) polovodiče a c) vodiče. [1]	32
6.2	Přechod mezi P (nalevo) a N (napravo) polovodiči. Znaménka v kroužku značí volné nosiče náboje, které jsou v přítomnosti pole odpuzeny, ne-zakroužkovaná znaménka pak ionty ve vrcholech krystalické mřížky. Graf pod obrázkem zobrazuje průběh odpovídajícího potenciálu. [2]	33
6.3	Znázornění elektron-děrových párů vzniklých ve vyprázdněné oblasti detektoru při průletu různých druhů ionizujících částic.	34
6.4	Časový vývoj proudového signálu generovaného mionem o energii 1 GeV v pixelu křemíkového. Model z programu Weightfield2 [3]. Oranžová křivka značí proud indukovaný pohybem děr, modrá pohybem elektronů a černá celkový.	35
6.5	Model designu (vlevo) a fotografie (vpravo) detekčního čipu X-CHIP03, [4].	36

6.6	Experimentální detekční set-up. V pravé části se nachází detekční čip X-CHIP03, překrytý zlatavou konverzní folií. Větší PCB je FURRY, oranžové komponenty slouží jako stojánek, dále upevněný ve vakuové komoře. Z levé části rovněž vystupuje port USB.	37
6.7	Střední odezva všech pixelů detektoru v jednotkách analogově-digitálního převodníku v závislosti na napětí elektrody elektronového děla.	41
6.8	Dvouozměrné histogramy zobrazující momentální odezvu čipu pro nízké a vysoké napětí elektrody děla.	41
6.9	Kalibrace pixelu 11,11. Obrázky v prvních dvou řádcích zobrazují změřená spektra a v nich nalezené páky. V tomto případě byly pro kalibraci použity dva páky plutonia a jeden pík železa změřené při teplotě kolem 0° , pokojové teplotě a teplotě kolem 60° . Trojice obrázků ve spodním řádku pak zobrazuje kalibrační křivky a jejich parametry.	42
6.10	Spektrum mědi s charakteristickými páky odpovídajícími fotonům emitovaných při deexcitaci na dvě vnitřní K-slupky.	43

Seznam tabulek

6.1 Energie charakteristického záření pro jednotlivé elektronové hladiny v keV pro zlato a med'	40
----------------------------------------------------------------------------------------------------	----

Kapitola 1

Elektrony a vakuum

Před samotným započetím sestavování experimentu bylo nejdříve nutné pochopit podstatu chování elektronů při sníženém tlaku. Teprve pak bylo možné fokusovací a urychlovací aparaturu. Tato kapitola se tedy věnuje základní charakteristice elektronů a jejich pohybu v prostředí se sníženým tlakem.

1.1 Elektron

Elektron je elementární částice se záporným elektrickým nábojem, která tvoří obal atomového jádra. V rámci Standardního modelu řadíme elektron do první generace skupiny leptonů. Jeho klidová hmotnost je $m_0 = 0,510 \text{ MeV}/c$ [5] a spin $1/2$. Poloviční spin jej řadí mezi fermiony, takže podléhá Pauliho vylučovacímu principu.

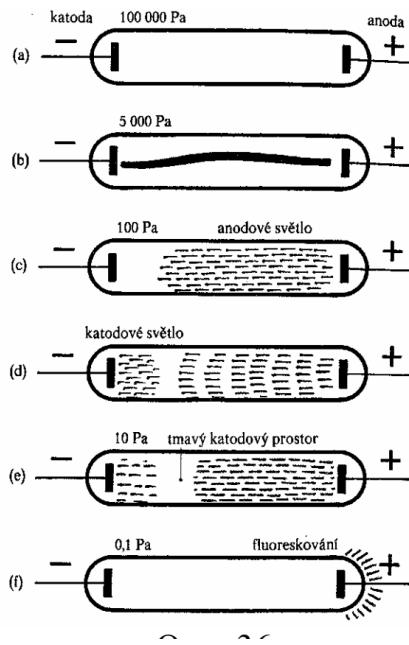
Elektrony jsou nositeli náboje při vedení elektrického proudu a také tvoří β^- záření.

Elektron byl poprvé popsán v roce 1897 britským fyzikem J. J. Thomsonem, který takto vysvětlil podstatu katodového záření. Toto záření ale bylo pozorováno už v polovině 19. století W. Crooksem a několika dalšími fyziky. Experiment byl tvořen skleněnou (katodovou) trubicí s elektrodami naplněnou vzduchem něbo jiným plynum. Pokud byl v trubici dostatečně nízký tlak (asi tisícina atmosférického tlaku) a na elektrody bylo přivedeno vysoké napětí (více než 1000 V), objevilo se v trubici záření. Při dalším snižování tlaku bylo možné záření pozorovat i na stěně trubice, která se nacházela naproti katodě. Toto záření bylo označeno jako katodové záření a později Thomsonem popsáno jako proud elektronů.

1.2 Katodové záření

Katodové záření vzniká ve skleněné trubici se dvěma elektrodami. V této katodové trubici, ve které se nachází zředěný plyn, dochází při přivedení napětí na elektrody a postupném snižování tlaku k různým efektům spojeným s pohybem částic. Při tlaku zhruba $5\ 300 \text{ Pa}$ se v trubici objevuje úzký sloupec vlnící se červený sloupec, který vychází z anody a končí těsně před katodou. Při dalším ředění plynu

se sloupec rozšiřuje a zkracuje a vzniká tzv. anodový sloupec, který je od katody oddělen tmavým tzv. Faradayovým prostorem. Na katodě přitom vzniká doutnavé katodové světlo. Budeme-li se zřeďováním pokračovat, bude anodový sloupec v trubici blednout a stávat se vrstevnatým. Katodové světlo pak pokrývá celou katodu. Pokud dosáhneme hranici tlaku zhruba 2,67 Pa, molekuly plynu již v trubici nepřekážejí pohybu elektronů a iontů, které se pak šíří prostorem přímočaře a s velkou rychlostí. Veškeré světelné úkazy pak v trubici mizí a dochází pouze ke fluorescenci stěn trubice. Fluorescence je vyvolána proudem elektronů letících z katody, jinak nazývaných katodové záření. Jednotlivé fáze zřeďování plynu jsou na Obr. 1.1



Obrázek 1.1: Efekty v katodové trubici při snižování tlaku. Převzato z [6]

Jelikož bylo toto záření v průběhu let hojně zkoumáno, byly také pozorovány tyto jeho specifické vlastnosti:

- nepůsobí-li na něj vnější elektrické nebo magnetické pole, šíří se rovnoměrně přímočaře,
- je vychylováno elektrickým a magnetickým polem,
- interaguje s látkou, způsobuje zahřátí, světélkování a chemické procesy,
- proniká tenkými vrstvami a rozptyluje se,
- při dopadu na kovy s vysokou relativní atomovou hmotností vyvolává RTG záření,
- má mechanické účinky (pokus s roztočením Crooksova mlýnku).

Elektronový svazek se využívá v obrazovkách osciloskopu a dříve také ve starých televizích a monitorech. V těchto zařízeních je elektronový svazek vychylován elektrickým nebo magnetickým polem. Na stejném principu funguje i náš experiment.

1.3 Elektrický proud ve vakuu

Vakuem obecně elektrický proud neprochází, jelikož neobsahuje naité částice. Aby mohl proud vakuem procházet, je nutné uvolnit nositele náboje na elektrodách.

Jak už bylo zmíněno výše, tok elektronů ve vakuu má velké praktické využití a je důležitý i pro náš experiment. Jeho široké využití využití je založeno na těchto vlastnostech elektronů:

- mají nepatrnou hmotnost, proto mají ze všech částic největší měrný náboj, takže i ve slabých elektrických nebo magnetických polích získávají velkou rychlosť na poměrně krátké dráze,
- přenos náboje u nich prakticky není spojen s přenosem látky,
- lze je snadno získat mnoha způsoby uvolňováním z kovů.

Uvolňování elektronů z kovů probíhá zahřátím vodiče na vysokou teplotu, čímž získají některé elektrony, které se za normálních okolností ve vodiči neuspořádaně pohybují, dostatečnou rychlosť, aby překonaly vnitřní přitažlivé síly a vyletly z vodiče ven. Tomuto jevu se říká termoemise. Při termoemisi se původně neutrální vodič stává kladně nabitém, což způsobuje následné přitahování elektronů zpět na povrch vodiče, čímž vzniká tzv. elektronový mrak.

Kapitola 2

Elektrické výboje

Při přípravě elektronového svazku jsme se snažili, aby byl dostatečně energetický pro dosažení prahu detekce použitého detektoru. Proto jsme cílili na dosažení elektronového svazku o energii zhruba 80 keV. Urychlení jsme prováděli pomocí rozdílu elektrického potenciálu na měděných elektrodách použitím zdrojů kladných pólů napětí.

K dosažení zamýšlené energie elektronového svazku jsme použili zdroj vysokého napětí (HV) s rozsahem až do 100 kV a dva zdroje o maximálním rozsahu 5 kV. Experiment jsme prováděli ve vakuové komoře. U průchodky do vakuové komory jsme však nebyli schopni elektrody od sebe izolovat z důvodu špatné přístupnosti, takže jak z vnitřní, tak z vnější strany byla vzdálenost mezi elektrodami menší než jeden centimetr. V tomto místě hrozilo, že dojde k elektrickému výboji.

2.1 Teorie elektrického výboje

Základním dělením elektrických výbojů je dělení na samostatné a nesamostatné [7]. Nesamostatné výboje jsou vázány na vnější (tzv. ionizační) činidlo, bez kterého nemohou probíhat. Ionizačním činidlem mohou být například elektrony vystupující ze žhavené katody nebo ozařování výbojového prostoru rentgenovými paprsky. Pokud se výboj může udržet, i když ionizační činidlo nepůsobí, nazýváme ho samostatným. Takovými výboji jsou výboje temné, doutnavé, obloukové, jiskrové, vysokofrekvenční a koróny. Dále rozebereme doutnavé a jiskrové výboje [7].

2.1.1 Samostatné výboje

Teorie samostatného výboje vznikla z rozšíření teorie nesamostatného výboje. Teorie nesamostatných výbojů je založena na myšlence Townsendových lavin, kdy žhavená katoda produkuje stálý počet elektronů za jednotku času, které dále ionizují částice plynu mezi elektrodami a produkují se laviny. U samostatného výboje již uvažujeme dostatečně vysoké napětí mezi elektrodami, že ionizační činidlo není zapotřebí a výboj probíhá pomocí vysokého počtu ionizací nárazem.

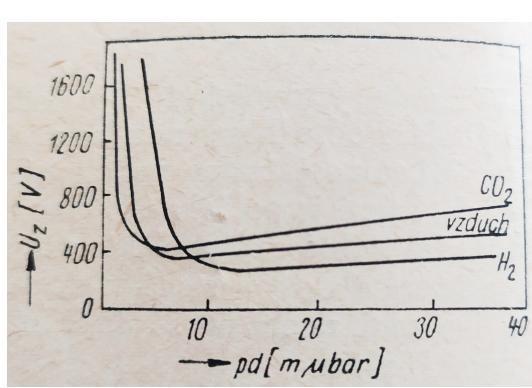
Minimální napětí na elektrodách, které je potřeba ke vzniku výboje U_z , tj. zápalné napětí samostatného výboje, lze podle Townsenda vypočítat jako [7]

$$U_z = A \frac{pd}{\ln \left[B \frac{pd}{\ln \left(1 + \frac{1}{\eta_+} \right)} \right]} , \quad (2.1)$$

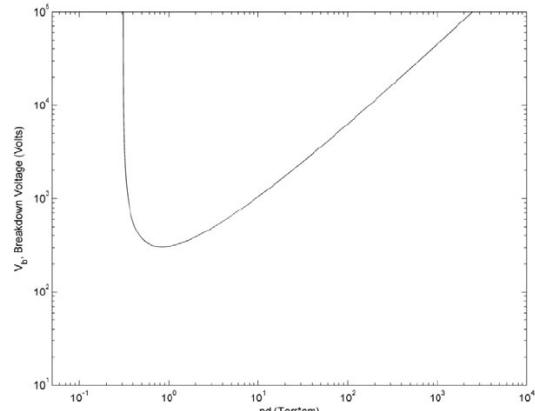
kde $A = BU_i$ a U_i je ionizační napětí, $B = \frac{1}{p\lambda_e}$ je počet srážek na jednotku dráhy elektronu při jednotkovém tlaku prostředí, kde λ_e je střední volná dráha elektronu, p je tlak, d je vzdálenost elektrod a η_+ charakterizuje vlastnosti materiálu katody, které ovlivňují pravděpodobnost emise elektronů z katody kladnými ionty (koeficient sekundární emise elektronů). Rovnice (2.1) je nazývána Paschenovým zákonem. Bylo zjištěno, že konstanty A a B se nemění v oblasti $E/p = 450 - 7500 \frac{\text{V}}{\text{kPa}\cdot\text{cm}}$ (E je elektrická intenzita) a jsou rovny $A = 2737,5 \frac{\text{V}}{\text{kPa}\cdot\text{cm}}$ a $B = 112,5 \frac{\text{V}}{\text{kPa}\cdot\text{cm}}$ [8].

Průběh zápalného napětí různých plynů je znázorněn na Obr. 2.1, specálně pro vzduch na Obr. 2.2. Zápalné napětí U_z nabývá minima v [7]

$$(pd)_{min} = \frac{2,781}{B} \ln \left(1 + \frac{1}{\eta_+} \right) . \quad (2.2)$$



Obrázek 2.1: Zápalné napětí různých plynů [7]. (1 $\mu\text{bar} = 0,1 \text{ Pa}$)



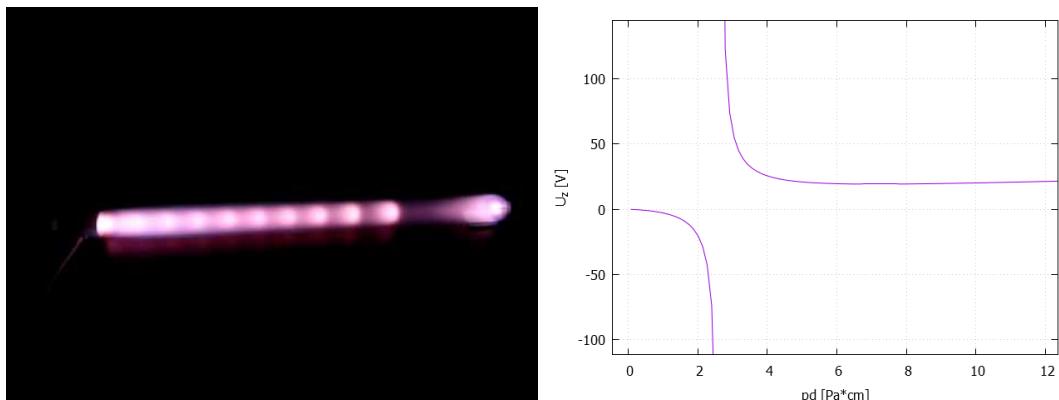
Obrázek 2.2: Paschenova křivka pro vzduch z roku 2011 [9]. ($\text{Torr}\cdot\text{cm} = 133 \text{ Pa}\cdot\text{cm}$)

Doutnavý výboj

Přechod od nesamostatného výboje k samostatnému je doprovázeno vznikem proudu a světélkováním plynu. Pro doutnavý výboj jsou charakterizující světélkující oblasti především u anody, kde dochází k nejvíce srážkám elektronů s molekulami plynu [7]. V závislosti na rozložení prostorových nábojů se průběh potenciálu mezi katodou a anodou deformačně a světélkující oblasti se nacházejí i dál od anody. Rozložení prostorových nábojů se mění i s tlakem [10]. Na Obr. 2.3 je znázorněn doutnavý výboj ve vzduchu při tlaku 100 Pa.

Jiskrový výboj

Jiskrový výboj je nestabilní a nestacionární forma samostatného výboje, která nevyžaduje působení ionizačního činidla [7]. Má vzhled jasně svítících větvících se kanálů o vysoké teplotě a v plynu je doprovázen akustickými jevy. Přestože se při jiskrových výbojích uplatňuje jiný princip vzniku než při výboji lavinovém, tzv. kanálový mechanismus, platí pro ně Paschenův zákon (2.1) [7]. Jelikož se součinitel η_+ vyskytuje v Paschenově zákoně ve tvaru $\ln \ln \eta_+$, materiál katody nemá vliv na velikost U_z [7]. Zápalné napětí je nazýváno napětím průrazu a u vzduchu činí toto průrazné napětí při normální teplotě a tlaku $3 \text{ MV/m} = 30 \text{ kV/cm}$ [11].



Obrázek 2.3: Ekvipotenciální plochy v doutnavém výboji při 100 Pa [10].

Obrázek 2.4: Funkce $f(x)$ je vykreslená Paschenova křivka (2.1) pro hodnoty $A = 2737,5 \frac{\text{V}}{\text{kPa} \cdot \text{cm}}$, $B = 112,5 \frac{\text{V}}{\text{kPa} \cdot \text{cm}}$ a $\eta_+ = 3$.

2.2 Přivedení vodičů k elektrodám

K elektrodám, které sloužily jak pro urychlení, tak i k fokusaci elektronového svazku, jsme přiváděli jeden vodič s napětím vyšším než 20 kV a dva s napětím do 5 kV . Nejprve jsme se pokoušeli použít jedinou průchodku, u které byly všechny sousední vodiče vzdáleny méně než jeden centimetr. Podle teorie by k výboji na vzduchu mělo docházet při zhruba $20 \text{ kV}/0,7 \text{ cm}$, což nebylo pro naše účely nedostatečné a vysoké napětí jsme přiváděli samostatnou průchodkou.

Samostatná průchodka však nebyla uzpůsobena k vedení vysokého napětí a opět byl vodič vzdálen zhruba 1 cm od uzemněné vakuové komory. I přes naši snahu nechráněné části průchodky co nejvíce izolovat vulkanickou páskou jsme při překročení napětí 30 kV na vzduchu výboje pozorovali. Vysokonapěťovou keramicky izolovanou průchodku jsme bohužel k dispozici neměli.

Uvnitř komory byly jednotlivé elektrody vzdáleny od sebe navzájem a od uzemněné komory také přibližně jeden centimetr. Abychom mohli použít výpočet pomocí Paschenova zákona (2.1), je potřeba, aby podíl elektrické intenzity E a tlaku p byl v rozmezí $E/p = 450 - 7500 \frac{\text{V}}{\text{kPa} \cdot \text{cm}}$. Námi cílený tlak byl ideálně co nejmenší, abych

se náš elektronový svazek nerozptyloval na molekulách vzduchu, tedy $10^{-2} - 10^{-4}$ Pa. Pro napětí U v řádu kilovoltů však ze vztahu $E = U/d$ dostáváme pro $d = 1$ cm $E/p \sim 10^9 \frac{V}{kPa \cdot cm}$. I kdybychom se rozhodli toto omezení nerrespektovat, zjistíme, že z Paschenova zákona dostaneme pro námi zamýšlené hodnoty $p = 10^{-3}$ Pa a $d = 1$ cm nesmyslný výsledek $U_z < 0$ ¹, jelikož má závislost (2.1) průběh hyperboly (Obr. 2.4). Proto jsme neexistenci výboje v komoře odhadovali pouze na základě úvahy, že při dosaženém nízkém tlaku nebude pro výboj k dispozici dostatečný počet ionizovatelných molekul.

2.3 Pozorování a diskuse

Při prvních zkouškách jsme dosahovali tlaku zhruba 100 Pa a při použitém napětí 3 kV jsme pozorovali fialový doutnavý výboj (Obr. 2.5). Naše pozorování se shoduje s očekáváním z Obr. 2.3. Současně jsme však nepozorovali žádný signál elektronů na stínítku. Použité wolframové vlákno pravděpodobně nebylo vhodným zdrojem elektronů.

Další pokusy jsme prováděli při tlaku přibližně 10^{-2} Pa². Při nich jsme již nepozorovali doutnavý výboj, ale při dosažení napětí 20 kV na urychlovací elektrodě jsme v komoře pozorovali výboje doprovázené zelenými záblesky. Pravděpodobně se jednalo o elektrony vzniklé při výboji, které dopadly na instalované fluorescenční stínítko, jelikož jsme stejně zelené světlo pozorovali na stínítku při dopadu elektronů z funkčního elektronového děla. Tyto výboje se v závislosti na použitém napětí pravidelně opakovaly a se zvyšujícím se napětím se časové intervaly mezi nimi zkracovaly. Do komory jsme viděli malým průzorem a záblesk vždy osvítil celou komoru, takže jsme ani nebyli schopni určit, kde k výbojům dochází. Výboje jsme pozorovali i v případě, kdy jsme zapojili pouze jednu elektrodu s nejvyšším urychlovacím napětím, domníváme se proto, že docházelo k výboji do komory v místě, kde byla vzdálenost elektrody od komory nejkratší. Při jednom výboji jsme dokonce pozorovali jasný jiskrový výboj (Obr. 2.6), ovšem na jiném místě.

Při použití napětí vyššího než 30 kV jsme pozorovali výboje již u průchodky vysokého napětí z vnějšku komory na vzduchu. Výbojům jsme se snažili zabránit zvýšenou izolací vodičů vulkanickou páskou a plastovou ohebnou trubkou. Neúspěšně. Pro měření s detektorem dodaným od druhé skupiny jsme proto volili pouze urychlovací napětí do 18 kV, aby detektor výboje nepoškodily, což zkomplikovalo měření, protože jsme nedosáhli cílené energie elektronů 80 keV.

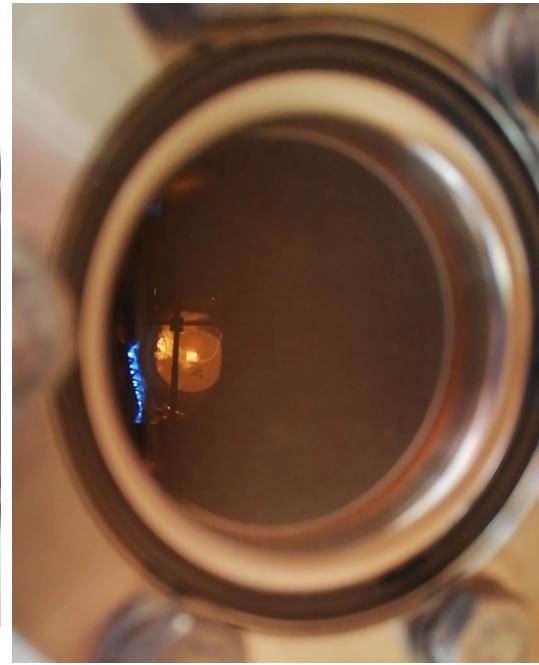
Navzdory našemu očekávání docházelo k výbojům ve vyčerpané vakuové komoře při nižším napětí než na vzduchu. Pro tento jev nemáme uspokojivé vysvětlení. Navíc při tlacích menších než 1,3 Pa by nemělo docházet k žádným elektrickým výbojům při jakémkoli napětí [13]. Výboje by snad odstranilo použití keramické vysokonapěťové průchodky.

¹Použili jsme $A = 2737,5 \frac{V}{kPa \cdot cm}$, $B = 112,5 \frac{V}{kPa \cdot cm}$ a $\eta_+ = 3$ [12]. Volba jiného η_+ v rozmezí $\eta_+ = 2 - 100$ výsledek nemění.

²Jelikož se nám ke konci semestru porouchal tlakoměr, dosažený tlak řádu 10^{-2} Pa jsme odhadovali na základě alespoň třídenního čerpání vakuové komory turbomolekulární vývěrou.



Obrázek 2.5: Pozorovaný fialový doutnavý výboj při tlaku zhruba 100 Pa.



Obrázek 2.6: Pozorovaný jiskrový výboj při tlaku zhruba 10^{-2} Pa.

2.4 Závěr

K urychlení elektronů jsme se na elektrody do vakuové komory snažili přivést napětí řádu 5 kV a vysoké napětí řádu 80 kV. K vedení vysokého napětí jsme použili samostatnou průchodu, která však stejně jako původně použitá nevyhovovala podmínkám vedení vysokého napětí a při napětí vyšším než 18 kV uvnitř komory a napětí vyšším než 30 kV z vnějšku komory probíjela. Tyto hodnoty jsme proto nepřekračovali. Průchodka pro vedení napětí řádu 5 kV byla dostatečná a výboje jsme nepozorovali.

Navrhovaným řešením výbojů je použití keramické průchodky uzpůsobené k vedení vysokého napětí

Kapitola 3

Zdroj elektronů, ES40-PS

Z důvodů problémů s nedostatkem elektronů z wolframového vlákna žárovky jsme se rozhodli k použití ES40-PS jako zdroje elektronů. ES40-PS je *Electron Source Power Supply* poskytující svazek elektronů s nastavitelnou energií, hustotou, pozicí a profilem svazku. Dále umožňuje skenování oblasti s nastavitelnou rychlosťí skenování.

Schéma zapojení zdroje elektronů ES40-PS je znázorněno na Obr. 3.1 vlevo. Zdroj elektronů je upevněn pomocí průchodka do vakuové komory a připojen ke stanici ES40-PS pomocí kabelu s 6-pinovou spojkou. Na Obr. 3.1 vpravo je zobrazena ukázka ovládacího panelu stanice ES40-PS.



Obrázek 3.1: Vlevo: Schéma zapojení zdroje elektronů ES40-PS. Vpravo: Ukázka předního ovládacího panelu stanice ES40-PS. Převzato z [14].

Zdroje elektronů ES40-PS má několik nastavitelných parametrů:

- **Urychlovací napětí** je nastavitelné od 0 kV do 5 kV
- **Emisní proud** elektronů je nastavitelný v rozmezí od 0,01 μ A do 300,00 μ A
- **Fokusovací napětí** je spojené s urychlovacím a lze nastavit od 60,0 % do 99,9 %
- **Wehneltovo napětí** od 0 V do 300 V

Elektrony vychází ze zahřívání wolframové katody, z tohoto důvodu se může objevit zpráva "Current Limit", kdy je zapotřebí více času ke stabilizaci emisního proudu.

Zmíněné hodnoty je možné nastavit na úvodní obrazovce ovládacího panelu viz

Obr. 3.2. Po kliknutí na zmenšený seznam hodnot nacházející se v levé části se display přepne do druhé polohy, kde je možné nastavit následující hodnoty:

- **Horizontální výchylka PX** je nastaviteľná v rozmezí od $-5,00$ mm do $5,00$ mm
- **Vertikální výchylka PY** je nastaviteľná v rozmezí od $-5,00$ mm do $5,00$ mm
- **Horizontální rozsah skenu dX** je nastaviteľný v rozmezí od $0,00$ mm do $10,00$ mm
- **Vertikální rozsah skenu dY** je nastaviteľný v rozmezí od $0,00$ mm do $10,00$ mm
- **TPD hodnota (time per dot)** je nastaviteľný v rozmezí od $20 \mu\text{s}$ do 30 ms

Při současném nastavení výchylky a skenu se může objevit zpráva "SCAN X/Y OVERFLOW", která značí překročení fyzikálního rozsahu zdroje elektronů ES40-PS a pro její odstranění je nutné snížit výchylku svazku nebo rozsah skenování.



Obrázek 3.2: Ukázka nastavení parametrů zdroje elektronů a přepnutí do druhého menu. Převzato z [14]

Spuštění zdroje elektronů ES40-PS krok za krokem:

1. Po zapnutí napájení by měl být zdroj ponechán v režimu *STAND-BY* alespoň 10 minut pro řádné zahřátí a stabilizaci katody
2. Pokud zdroj nebyl použit delší dobu následuje *DEGAS* procedura
3. Následuje zapnutí do *OPERATE* módu, ale pouze v případě je-li tlak v komoře nižší než 5×10^{-6} mbar
4. Doporučené začínající hodnoty jsou: Energie = 3 kV , Emise = $100 \mu\text{A}$, Fokusace = 70% , Wehneltovo napětí = 85 V , PX = PY = dX = dY = 0 mm

DEGAS procedura

1. Před zapnutím do *OPERATE* módu je nutné nastavit všechny napětí a proudy na minimum.
2. Po zapnutí do *OPERATE* módu je nutné nastavit následující parametry v daném pořadí: Energie = $2,00 \text{ kV}$, Fokusace = $88,0 \%$ a Wehneltovo napětí = $71,0 \text{ V}$
3. Zvýšení Emise na $300,00 \mu\text{A}$

4. S tímto nastavením by mělo zařízení pracovat 10 minut
5. Následně by měla být emise snížena na minimum a poté i zbývající napětí

Během *DEGAS* procedury by měli být parametry zvyšovány postupně se současnou kontrolou tlaku v komoře. Pokud dojde k náhlému poklesu vakua v komoře, mělo by být zařízení ponecháno se stávajícími parametry dokud nedojde k obnovení vakua.

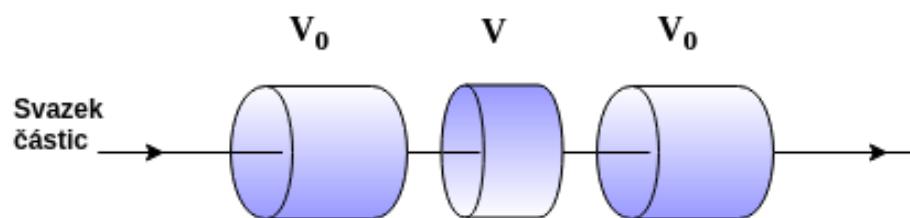
Více podrobností k ovládání zdroje elektronů ES40-PS je popsáno v operačním manuálu [14].

Kapitola 4

Fokusace - teorie

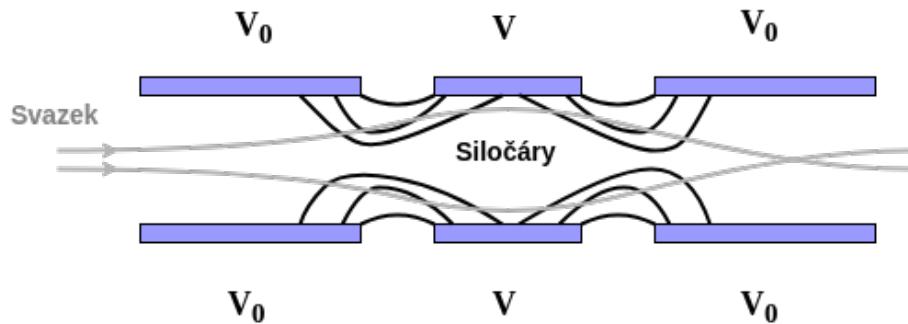
Fokusace a urychlování svazku byli realizovány pomocí elektronové optiky, soustavy elektrostatických čoček - několika cylindrických elektrod na které se přivádí různé napětí.

Princip funkce elektrostatických čoček se dá ukázat na příkladě tzv. einzelových čoček - neurychlující fokusující soustavy třech cylindrických elektrod, ve které boční elektrody jsou pouze uzemněné a na elektrodu uprostřed je převedeno napětí (Obr. 4.1).



Obrázek 4.1: Soustava třech elektrod s různým napětím.

Na Obr. 4.2 jsou schematicky znázorněny siločáry elektrického pole vznikajícího v soustavě elektrod a chování svazku v tomto poli. Na prostřední elektrodu se v případě svazku elektronů dodává záporné napětí a vytváří se rozdíl potenciálů s každou s uzemněných okrajových elektrod. Po průchodu polem v rozmezí první a druhé elektrody svazek je zpomalen a rozptýlen v radiálním směru, dále po průletu druhou elektrodou svazek začíná být urychlován a stlačen radiálně, což vede k fokusaci do jednoho bodu, po proletění kterého svazek znova defokusuje. Jelikož svazek je nejdřív zpomalen a potom urychljen, výsledná kinetická energie svazku po průchodu soustavou zůstává nezměněná.



Obrázek 4.2: Schematické znázornění siločár elektrického pole v soustavě einzelových čoček.

Geometrie elektrod může být rozlišná a ovlivňuje fokusační vlastnosti soustavy, dalším důležitým parametrem působícím na chování svazku je napětí na elektrodách, v případě, že k dispozici je pouze soustava elektrod s určitou geometrií, polohu ohniska se dá zcela určit pomocí změny napětí na elektrodách. Při správném nastavení parametrů elektrostatické čočky nejenom fokusují svazek, ale také můžou ho urychlit, což jsme využili pro urychlování elektronového svazku v našem experimentu.

Volbu geometrii a napětí na elektrodách jsme určili pomocí simulace soustavy v programu SIMION.

Kapitola 5

Simulace fokusační soustavy

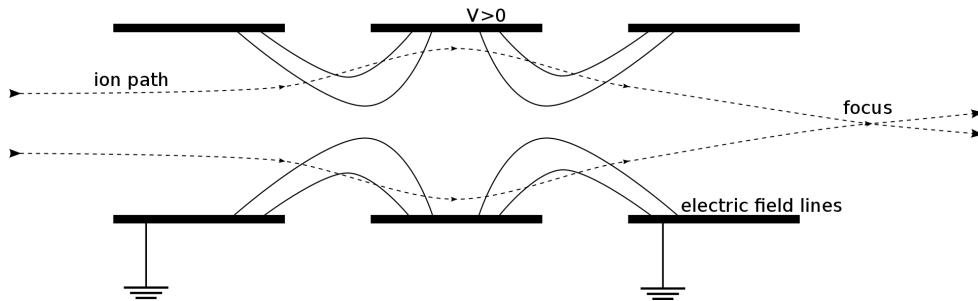
úvod

5.1 Koncept einzel lens

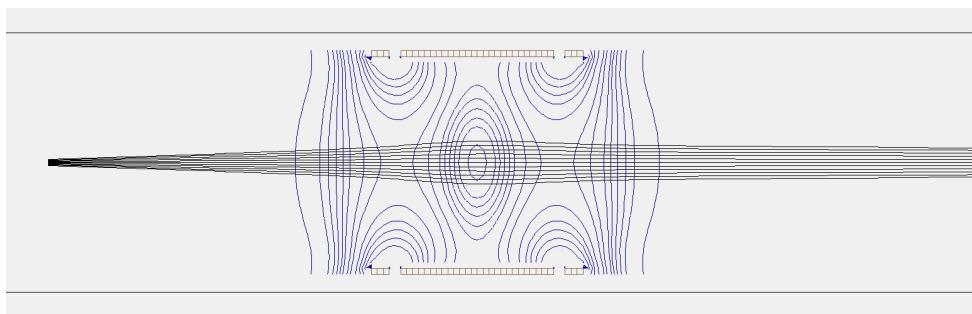
Označení einzel lens se používá pro soustavu typicky tří cylindrických elektrostatických elektrod v řadě za sebou. Soustava slouží k fokusování iontového svazku ve vakuu pomocí specifického elektrického pole, které se běžně vytváří přivedením stejného napětí na krají dvě elektrody a odlišného napětí na prostřední elektrodu. Regulace napětí na prostřední elektrodě je pak dostačující ke kontrolování fokusačních vlastností aparatury, které ovšem celkově závisí i na geometrii elektrod a energii kontrolovaného svazku. Polarita použitého napětí se odvíjí od náboje fokusovaných iontů. V principu je totiž třeba vytvořit takový potenciálový rozdíl mezi elektrodami, aby mezi první a druhou elektrodou ionty překonávaly potenciálový kopec a mezi druhou a třetí elektrodou se vracely k nižšímu potenciálu. Potom vzhledem k zakřivení elektrického pole, které je dané geometrií elektrod, se trajektorie iontů nejprve odchylí od směru svazku a zpomalý a následně jsou strženy zpět k ose svazku, aby se protly v jednom bodě, je-li poměr mezi napětími krajní a prostřední elektrody vhodně nastavený. To je možné díky tomu, že čím dále je konkrétní iont od osy svazku, tím více na něj působí zakřivení válcově symetrického pole. Energie svazku na výstupu by pak měla být nezměněna právě díky stejným hodnotám napětí na krajních elektrodách.

Na Obr. 5.1 lze vidět schématický nákres čočky, který ilustruje výše popsaný způsob fokusace. Ten jen demonstrovaný též Obr. 5.2, na kterém je výsledek simulace z programu SIMION, který znázorňuje potenciálové hladiny mezi elektrodami v rovině xy. Simulovaná konfigurace z obrázku má následující parametry: válcové elektrody mají průměr $d = 35$ mm, krajní elektrody jsou dlouhé $l_o = 2$ mm, prostřední měří, $l_i = 26$ mm, tloušťka stěny válce je $t = 1$ mm, napětí na elektrodách jsou $U_o = 5$ kV, $U_i = -18$ kV, energie svazku u zdroje je $E = 20$ keV. Svazek je nastaven tak, aby od zdroje divergoval. Tuto divergenci fokusační soustava zastavuje a směruje trajektorie do vzdáleného ohniska. Na Obr. 5.3 je pak výše potenciálové hladiny

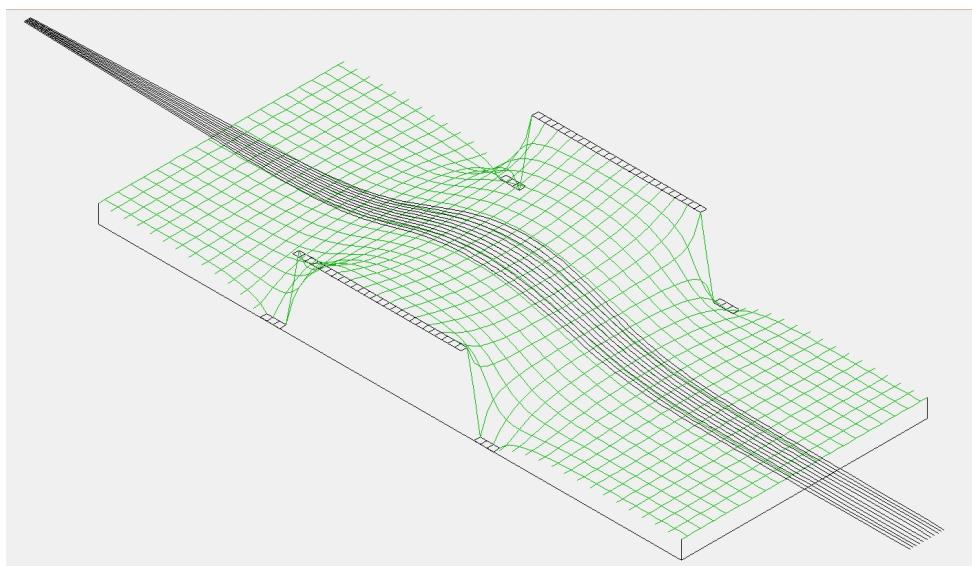
reprezentována třetí souřadnicí, což může pomoci k vytvoření intuitivní představy o průběhu fokusace.



Obrázek 5.1: Caption.



Obrázek 5.2: Caption.



Obrázek 5.3: Caption.

Podobnou konfiguraci bylo původně v plánu použít k regulaci elektronového svazku z děla CRT obrazovky. Vzhledem k tomu, že se toto dělo nepodařilo zprovoznit, přešli jsme k novému konceptu, který zahrnoval konstrukci vlastního elektronového děla. Jako zdroj elektronů mělo sloužit wolframové vlákno a dělo mělo elektrony

zároveň urychlovat a fokusovat pomocí soustavy čtyř elektrod, jejíž konfigurace se již odchylovala od typického uspořádání einzel lens, vycházela ovšem z podobných principů.

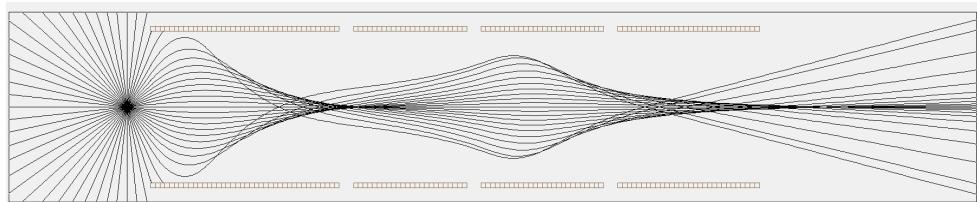
5.2 Vlastní elektronové dělo

Urychlování a fokusování elektronového děla měly zajišťovat čtyři válcové elektrody. Navrhovaná konfigurace byla podmíněna zejména dvěma požadavky:

- k dispozici byly dva zdroje s napětím 5 kV (jeden lze rozdělit pro dvě elektrody) a jeden zdroj vysokého napětí 80 kV
- jako elektrody měly sloužit válečky nařezané z měděné trubky o průměru 3 cm různých délek

Nastavení napětí na elektrodách bylo motivováno myšlenkou, že elektrony, o nichž jsme předpokládali, že budou vylétávat z wolframového vlákna izotropně ve všech směrech s energiemi v řádech eV, je nejprve třeba urychlit v požadovaném směru a následně fokusovat a zároveň stanovit jejich finální energii, která měla původně dosahovat hodnot 80 keV. Proto napětí mezi první a druhou elektrodou vytvářela potenciálovou jámu, která měla elektrony strhávat správným směrem. Poslední tři elektrody pak měly společně tvořit soustavu podobnou einzel lens s tím rozdílem, že napětí na poslední elektrodě bude to nejvyšší a elektrony budou tak v poslední fázi fokusování zároveň urychleny na co nejvyšší energii. Na Obr. DOPLN je výsledek simulace navrhované konfigurace s těmito parametry:

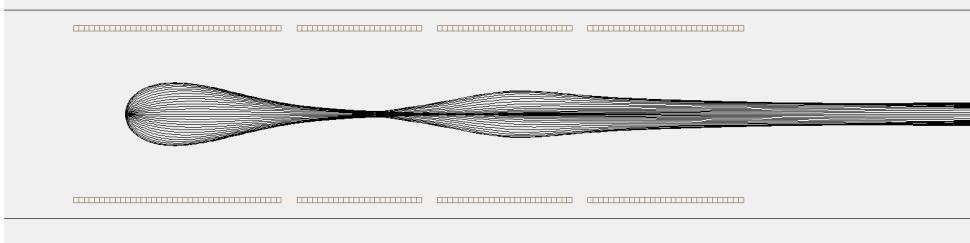
- Vzdálenost mezi elektrodami: $\Delta x = 2$ mm
- Geometrie elektrod: $d = 30$ mm, $l_0 = 40$ mm, $l_1 = 24$ mm, $l_2 = 26$ mm, $l_3 = 30$ mm
- Napětí na elektrodách: $U_1 = 1$ kV, $U_2 = 10$ kV, $U_3 = 1$ kV, $U_4 = 60$ kV
- Zdroj elektronů: bod umístěný 5 mm před první elektrodou, elektrony vylétávajícími do všech směrů s $E = 20$ eV



Obrázek 5.4: Caption.

Konfiguraci lze ještě vylepšit jednoduše tím, že se wolframové vlákno umístí dovnitř první elektrody, jak ukazuje simulace na Obr. DOPLN., kde je zdroj elektronů umístěný 1 cm od levého kraje první elektrody. Nastavení simulace je jinak stejné jako u té předchozí, napětí na poslední elektrodě je ovšem $U_4 = 18$ kV, což se více blíží

napětí, kterého jsme byli schopni dosáhnout bez probíjení. I tak se dalo očekávat, že alespoň na stínítku bychom mohli pozorovat stopu svazku. Nicméně ani s jednou konfigurací jsme ve vakuové komoře nakonec neuspěli. Další postup proto zahrnoval použítí zakoupeného průmyslového děla.



Obrázek 5.5: Caption.

5.3 Urychlování svazku z průmyslového děla

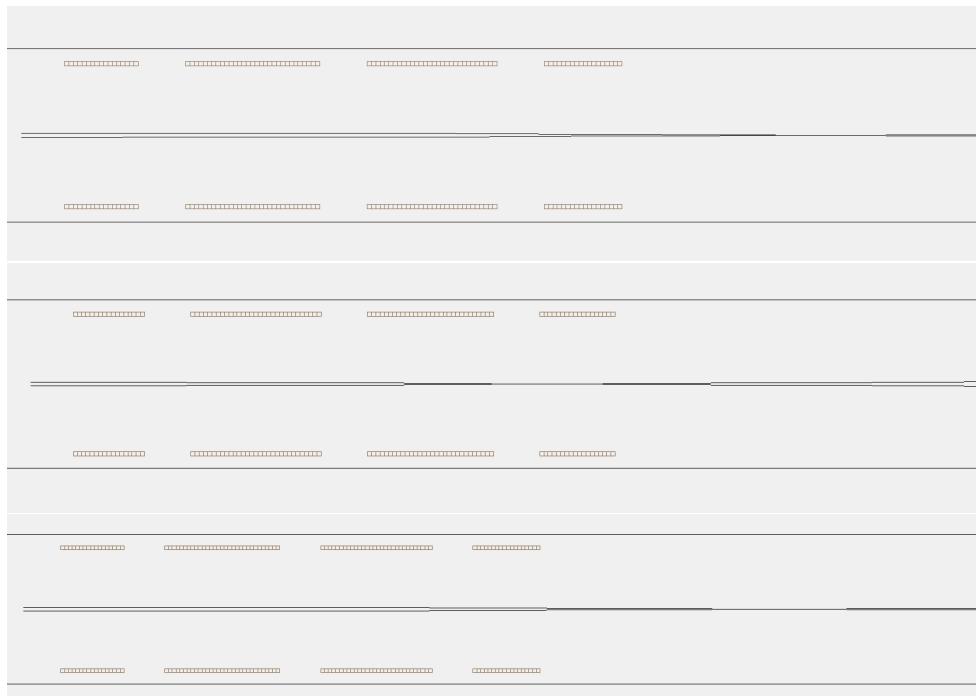
Zakoupené elektronové dělo bylo od výroby dostatečně dobře fokusované. Nejmenší možný průměr svazku uvedený výrobcem byl $d = 120 \mu\text{m}$ ve vzdálenosti $l = 56 \text{ mm}$. Proto fokusační soustava ztrácela svůj význam. Přesto však bylo třeba pro účely detekce svazek urychlit. Maximální energie svazku byla totiž $E = 5 \text{ keV}$. Nakonec i možnost posouvat ohnisko svazku a tak jej fokusovat nebo defokusovat nezávisle na nastavení na průmylsovém děle se jevila jako zajímavá. Proto se finální fokusovací soustava skládala opět ze čtyř elektrod.

Elektrody byly tentokrát umístěny ve větší vzdálenosti od sebe, abychom omezili pravděpodobnost probíjení mezi nimi, ačkoliv jsme zcela s jistotou nevěděli, zdali k němu docházelo. Svazek z děla je v následujících simulacích reprezentován rovnoběžnými trajektoriemi dvou elektronů, které jej hypoteticky ohraňují. Průměr svazku je $d = 1 \text{ mm}$ a energie $E = 5 \text{ keV}$. Ostatní parametry finální konfigurace jsou následující:

- Vzdálenost mezi elektrodami: $\Delta x = 2 \text{ mm}$
- Geometrie elektrod: $d = 30 \text{ mm}$, $l_0 = 40 \text{ mm}$, $l_1 = 24 \text{ mm}$, $l_2 = 26 \text{ mm}$, $l_3 = 30 \text{ mm}$
- Napětí na elektrodách:
 1. $U_1 = 1 \text{ kV}$, $U_2 = 5 \text{ kV}$, $U_3 = 1 \text{ kV}$, $U_4 = 18 \text{ kV}$
 2. $U_1 = 1 \text{ kV}$, $U_2 = 15 \text{ kV}$, $U_3 = 1 \text{ kV}$, $U_4 = 18 \text{ kV}$
 3. $U_1 = 1 \text{ kV}$, $U_2 = 1 \text{ kV}$, $U_3 = 1 \text{ kV}$, $U_4 = 18 \text{ kV}$

Ačkoliv to není z Obr. 5.6 vzhledem k nepoměru mezi průměry svazku a elektrod zcela patrné, simulace ukazuje, že nastavováním napětí na druhé elektrodě lze teoreticky posouvat ohnisko, tudíž bychom na stínítku pozorovat zvětšování, popř.

zmenšování profilu svazku. Pro napětí $U_2 = 5$ kV se ohnisko nachází přibližně ve vzdálenosti $x = 178$ mm od levého kraje první elektrody. Pro napětí $U_2 = 15$ kV je to $x = 112$ mm a pro $U_2 = 1$ kV je $x = 204$ mm. Takový posun by se měl na stínítku v pevné vzdálenosti od zdroje projevit změnou průměru profilu řádově až v milimetrech, což by měl být pozorovatelný jev.



Obrázek 5.6: Caption.

5.4 Zkouška děla se stínítkem

5.5 Závěr

Kapitola 6

Detekce

6.1 Detekční technologie

Po zvážení možností způsobu detekce elektronového svazku bylo jako optimální možnost zvoleno použítí křemíkového pixelového detektoru X-CHIP03 vyvinutého v rámci FJFI ČVUT v Praze skupinou CAPADS. Ten by měl, jakožto detektor ionizujícího záření, dobře posloužit účelu, tedy zaznamenávání průletu elektronů. Další výhodou jeho použití byla možnost konzultace s týmem, který jej vytvořil.

Vzhledem k monolitické technologii, v níž je detekční čip navržen, existuje spodní hranice pro energii detekovaných částic. Ta byla pro elektrony ze simulací stanovena na 60 keV - hodnotu, jíž bylo teoreticky elektronovým dělem dosáhnout. Vzhledem ke komplikacím, které se objevily během testování (dříve zmíněné vakuové výboje, ...) se nakonec bohužel podařilo dosáhnout energií maximálně 15 keV, které neprojdou vrstvou elektroniky do citlivé oblasti.

K vyřešení tohoto problému bylo navrženo využití konverzní vrstvy slitiny mědi a zlata. Tato tenká folie byla umístěna do cesty svazku před detektorem a při ozařování elektrony docházelo k emisi fotonů o podobné energii, které už nebyl problém detektovat.

6.2 Principy polovodičových detektorů

6.2.1 Pásová struktura

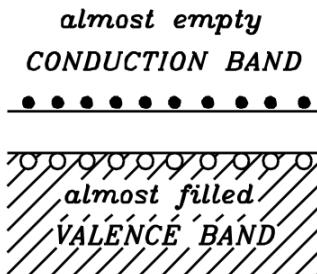
Krystalické pevné látky se klasifikují jako vodiče, polovodiče a izolanty, přičemž kriteriem pro toto rozdělení je tzv. šířka zakázaného pásu. Ta vyplývá z pásové struktury (Obr. 6.1), tedy modelu, který popisuje energetické rozdělení elektronů v krystalu.

Energetické spektrum samostatného elektronu je diskrétní, přičemž jednotlivé hladiny jsou určeny kvantovými čísly. Přidáváním dalších elektronů postupně dochází k rozštěpení hladin a při přechodu k makroskopickému popisu krystalu, je již třeba

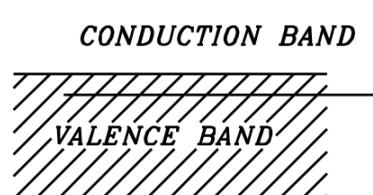
completely empty
CONDUCTION BAND



a)



b)



c)

Obr. 6.1: Grafické znázornění pásové struktury a) izolantu, b) polovodiče a c) vodiče.
[1]

použít statistický model. Tím je pásová struktura, ve které se při velkém počtu elektronů původně diskrétní energetické hladiny shlukují do spojitých pásů - valenčního a vodivostního.

Valenční pás obsahuje energie, při kterých jsou elektrony vázané v atomovém obalu a nemohou se volně pohybovat látkou.

Přijme-li elektron dostatečnou energii, může přejít do *vodivostního pásu*, ve kterém je v rámci krystalické mřížky delokalizovaný a může se podílet na vedení elektrického proudu.

Je-li krystalická látka vodivá, oba tyto pásy se překrývají a elektrony se tak mohou podílet na vedení proudu přirozeně.

V případě izolantů jsou naopak pásy oddělené širokou oblastí energií, kterých elektrony nemohou nabývat - tzv. zakázaným pásem. Jeho šířka v prvním přiblížení¹ odpovídá ionizační energii atomů.

Polovodiče mají sice ve své struktuře zakázaný pás také, jeho šířka je však na rozdíl od izolantů menší (řádově v jednotkách eV). To umožňuje korigovat jejich vlastnosti tak, aby podle potřeby vedly nebo nevedly elektrický proud. Když dojde k ionizaci atomu, vytvoří se v polovodiči dva efektivní nosiče náboje. Elektrony, které jsou na Obr. 6.1 zobrazeny tečkami ve vodivostním pásu a díry, tedy absence elektronů v páse valenčním, zobrazené prázdnými kroužky.

Pohyb elektronů a dér společně vytváří celkový proud, přičemž elektrony se v materiálu pohybují rychleji².

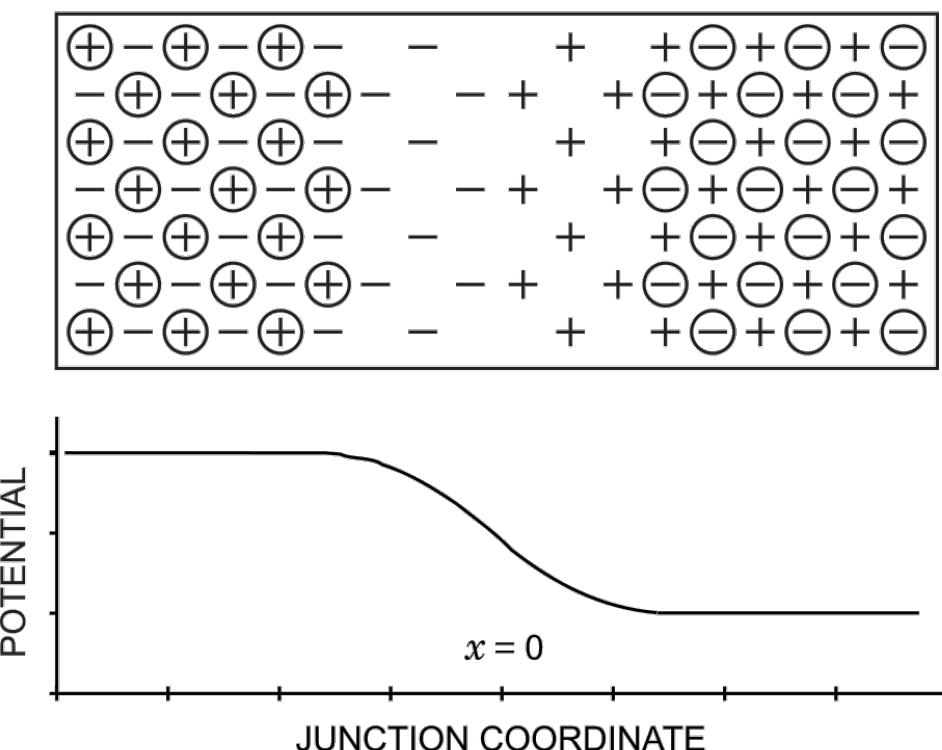
¹Roli zde hrají ještě další faktory, které oproti samotné ionizační energii šířku pásu zvětšují.

²V křemíku je mobilita elektronů oproti děrám $\sim 3 \times$ větší.

6.2.2 Vyprázdněná oblast

Vlastnosti polovodičů mohou být zlepšeny tzv. dopováním. Při tomto procesu dochází k nahrazení malého množství atomů původní látky atomy s jiným (ale velmi blízkým) protonovým číslem. Tím vznikne přebytek nebo naopak nedostatek elektronů v krystalové mřížce³ a jsou tak apriori přítomny volné nosiče náboje.

Připojíme-li k sobě opačně dopované polovodiče, vznikne dioda a na jejím rozhraní tzv. vyprázdněná oblast, viz Obr. 6.2. Jde o místo, ze kterého jsou volné nosiče náboje vypuzeny vlivem přirozeně vzniklého elektrického pole. Pokud je navíc na diodu přivedeno napětí v závěrném směru, šířka vyprázdněné oblasti se zvětší.



Obr. 6.2: Přechod mezi P (nalevo) a N (napravo) polovodiči. Znaménka v kroužku značí volné nosiče náboje, které jsou v přítomnosti pole odpuzeny, nezakroužkovaná znaménka pak ionty ve vrcholech krystalické mřížky. Graf pod obrázkem zobrazuje průběh odpovídajícího potenciálu. [2]

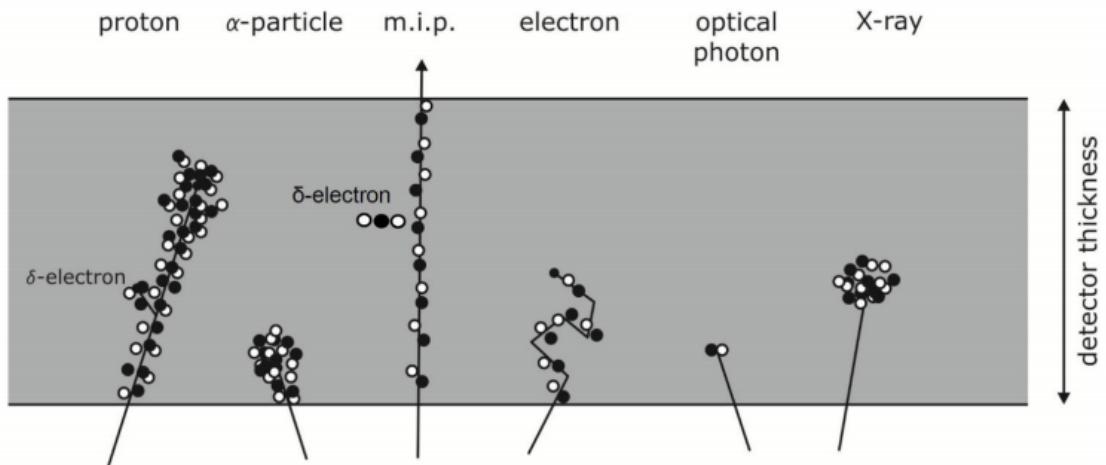
6.2.3 Vznik signálu

Pokud proletí elektricky nabité částice vyprázdněnou oblastí předávají energii vázaným elektronům. Tak může dojít k předání energie dostatečné k přechodu vázaného elektronu do vodivostního pásu, tedy ionizaci atomu. Tím vznikne elektron-děrový pár.

³Polovodiče typu N mají přebytek elektronů, typu P přebytek děr.

Pokud má částice dostatečnou energii, mohou tyto páry vznikat podél celé její trajektorie, jak je vidět na Obr. 6.3. V elektrickém poli⁴ driftují směrem ke sběrným elektrodám, které mohou být umístěny na přední a zadní straně senzitivní oblasti.

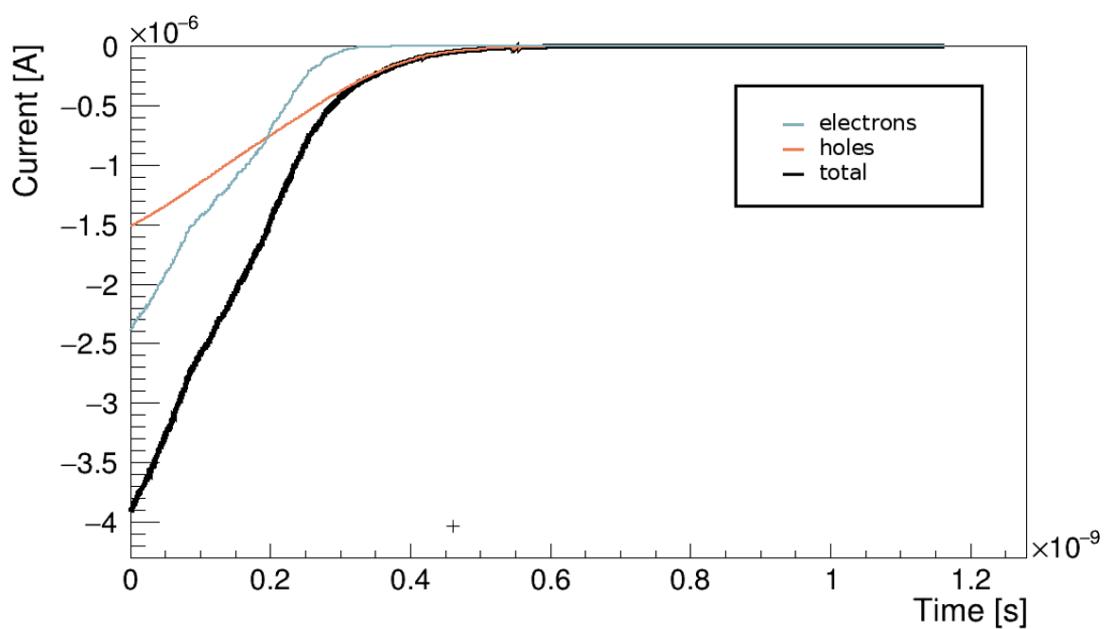
Driftem elektronů a dír vzniká v materiálu proud, který je následně registrován jako signál. Jeho časový vývoj závisí například na typu nosiče⁵ nebo na jeho aktuální poloze, pak záleží na tvaru elektrického pole v souladu se Shockley-Ramovým teorémem [15], [16]. Příklad časové závislosti signálu je na Obr. 6.4.



Obr. 6.3: Znázornění elektron-děrových párů vzniklých ve vyprázdněné oblasti detektoru při průletu různých druhů ionizujících částic.

⁴Pole vzniká jako přirozený důsledek závěrného zapojení diody v kombinaci s biasovacím napětím.

⁵Elektrony se v křemíku pohybují $\sim 3 \times$ rychleji, než díry.



Obr. 6.4: Časový vývoj proudového signálu generovaného mionem o energii 1 GeV v pixelu křemíkového. Model z programu Weightfield2 [3]. Oranžová křivka značí proud indukovaný pohybem děr, modrá pohybem elektronů a černá celkový.

6.3 Pixelové detektory

Polovodičové detektory se podle struktury uspořádání senzitivních oblastí dělí na stripové a pixelové.

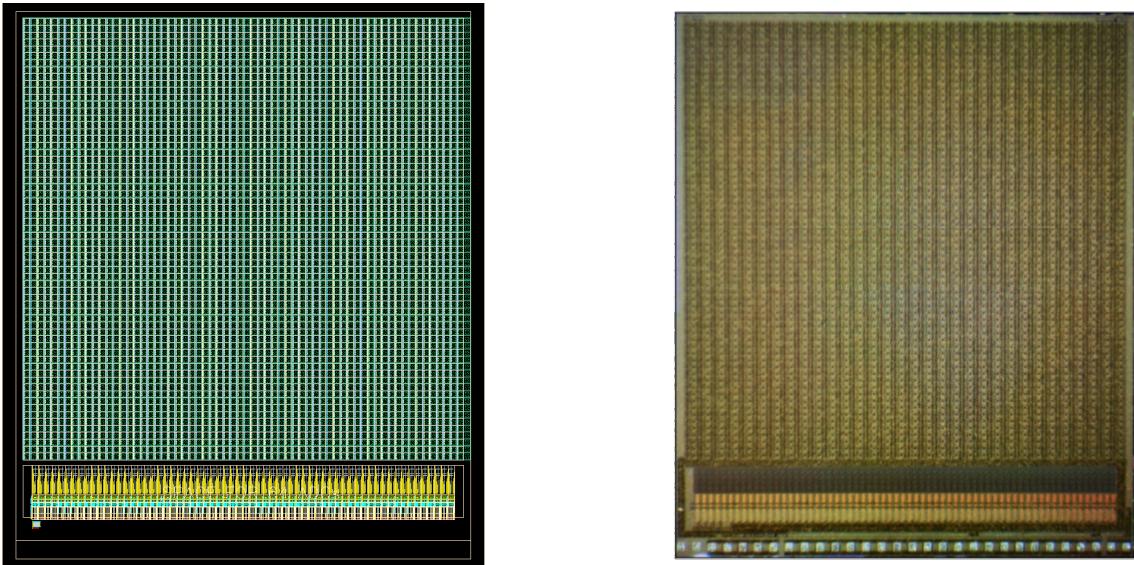
U prvních zmíněných je senzitivní oblast rozdělena na proužky (stripes), což je technologicky snazší varianta, detektor ale tak poskytuje informaci o zásahu pouze v jednom rozměru.

Pixelové detektory naproti tomu mají senzitivní oblast tvořenou maticí pixelů, díky čemuž je jejich prostorové rozlišení apriori dvourozměrné. Pro účely skenování průřezu svazku je tedy pixelový detektor ideální volbou. Navíc se nabídla možnost využití pixelových detektorů vyvýjených na katedře, díky čemuž bylo možné v průběhu práce konzultovat jejich aplikaci s designéry.

V průběhu práce na experimentu se bohužel ukázalo, že výhody 2-D rozlišení není možné dostatečně využít, protože se nepodařilo svazek fokusovat do dostatečně malého průřezu a detektor tak vždy snímal pouze jeho část. Volbu pixelového detektoru však přesto považujeme vzhledem k detektoru za nejlepší možnou variantu.

6.4 X-CHIP03

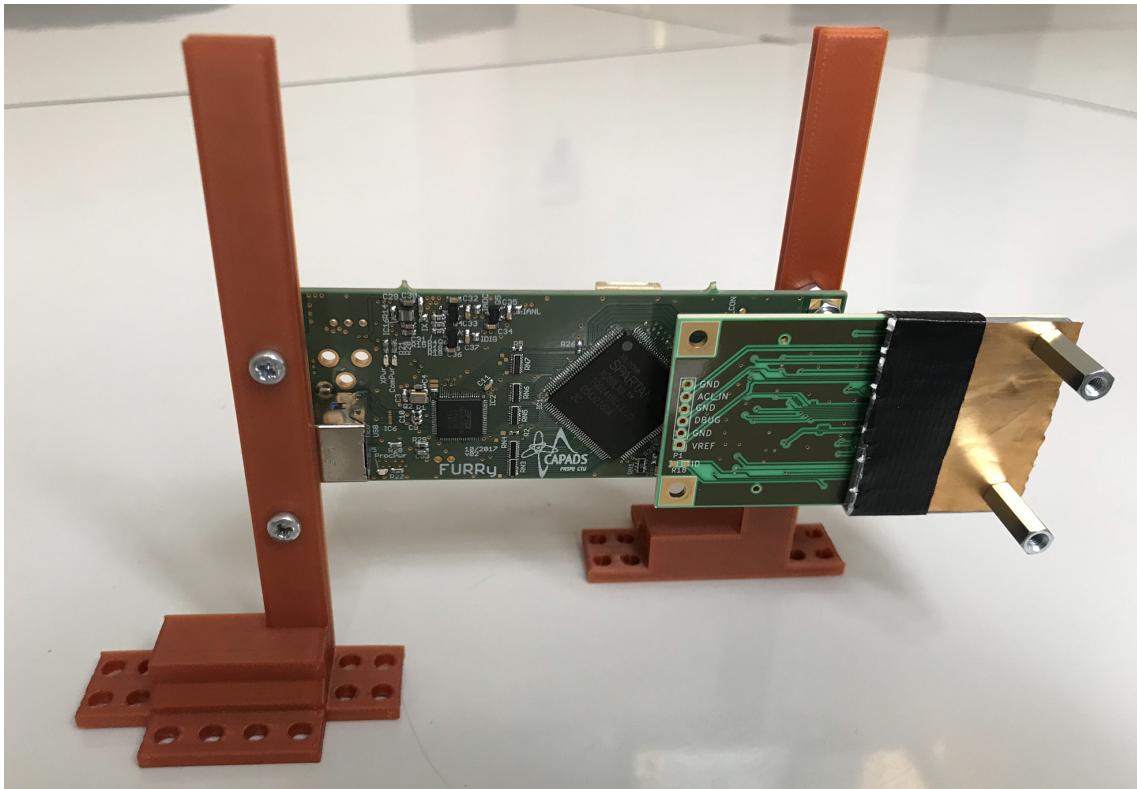
Pro skenování elektronového svazku byl v rámci tohoto projektu zvolen X-CHIP03 (Obr. 6.5). Jde o monolitický⁶ pixelový detektor tvořený maticí 64x64 pixelů o rozměrech $4.2 \times 5\text{mm}^2$.



Obr. 6.5: Model designu (vlevo) a fotografie (vpravo) detekčního čipu X-CHIP03, [4].

⁶V případě monolitických detektorů je na rozdíl od hybridních vyčítací část elektroniky umístěna ve stejném jednolitém objemu křemíku jako senzitivní vyprázdněná oblast.

Detekční set-up, viz Obr. 6.6 se skládá z čipu umístěného na FURRY, PCB zprostředkující transfer fyzického signálu do USB portu, který je možné přímo připojit k počítači. Ke zpracování dat pak slouží software ASPIRE, přičemž obě zmíněné složky byly vyvinuty v rámci CAPADS. Celý set-up je umístěn na stojanu, který byl pro tento účel navržen a vytvořen ve 3-D tiskárně. Přechod mezi vakuem a notebookem vyčítajícím data byl zajištěn přes přechodku vakuové komory, na kterou byl z obou stran zajištěn rozpojený USB kabel.



Obr. 6.6: Experimentální detekční set-up. V pravé části se nachází detekční čip X-CHIP03, překrytý zlatavou konverzní folií. Větší PCB je FURRY, oranžové komponenty slouží jako stojánek, dále upevněný ve vakuové komoře. Z levé části rovněž vystupuje port USB.

Metodika měření a analýza výsledků

Anežka Kabátová

V této kapitole bude popsáno, jak probíhalo měření pomocí experimentálního set-upu, který byl již částečně představen v předchozím textu. Bude vysvětleno, proč jsme přistoupili k jednotlivým řešením a s jakými problémy jsme se potýkali. Nakonec budou interpretovány výsledky měření thresholdu pro produkci charakteristického záření konverzní vrstvy, demonstrován pohyb svazku a proveden odhad energie měřených fotonů.

6.5 Metodika měření

Při výběru detekční technologie na úplném počátku našeho experimentu jsme se nejvíce obávali nedostatečné energie elektronového svazku, jelikož zvolený X-CHIP03 má na povrchu několik necitlivých vrstev, kterými nízkoenergetické částice neprojdou. Jelikož jsou ale pixelové křemíkové detektory velice perspektivní, rozhodli jsme se riskovat případné problémy za cenu vysokého přínosu našim dovednostem. Tato obava se bohužel vyplnila, protože ani přes opakovanou snahu dosáhnout vyšších energií se nepodařilo zabránit náhodným výbojům v komoře, které by mohly detektor zničit.

Abychom získali detekovatelné částice, rozhodli jsme se použít konverzní vrstvu ze slitiny mědi a zlata, která pomocí excitace a následné deexcitace atomů uvnitř ní vyzařuje charakteristické záření. Toto záření má samozřejmě maximálně stejnou energii, jako elektronový svazek, ale díky rozdílnému mechanismu interakce fotonů a elektronů s látkou nemají problém projít až do citlivé oblasti čipu. Použitím konverzní vrstvy jsme ale přišli o informaci o původní energii částic, jelikož po dosažení thresholdu se objeví charakteristické záření, jehož energie podléhá pouze statistickým fluktuacím. Na druhou stranu jsme získali přibližnou informaci o energii detekovaných částic, kterou jsme mohli dále využít pro kontrolu orientační kalibrace detekčního čipu.

Detekční čip je, jak už bylo zmíněno, složen z matice 4096 pixelů. Každý funguje jako samostatná detekční jednotka, skládající se z vyprázdněné oblasti, v níž dochází ke vzniku volných nosičů náboje, a vyčítacího obvodu, v němž se na základě Shockley-Ramo teorému generuje z pohybujícího se náboje proud. Výstupem celého obvodu jsou jednotky analogově digitálního převodníku (ADC jednotky). Ty mají s energií původní částice spojitost, jelikož množství volných nosičů náboje, tedy i

Prvek	K α_1	K α_2	K β_1	L α_1	L α_2	L β_1	L β_2	L γ_1	M α_1
Cu	8.0	8.0	8.9	0.9	0.9	0.9	-	-	-
Au	68.8	67.0	78.0	9.7	9.6	11.4	11.6	13.4	2.1

Tabulka 6.1: Energie charakteristického záření pro jednotlivé elektronové hladiny v keV pro zlato a med'.

proud, jsou na ní závislé. K přiřazení energetické škály konkrétnímu pixelu se však musí provézt časově náročná kalibrace.

Pro účely tohoto experimentu kalibrace provedena nebyla, ale byly využity kalibrační křivky stejného detektoru. Ověření správnosti tohoto odhadu nám poskytuje právě energie charakteristických fotonů.

Konverzní vrstva, jak už bylo zmíněno, byla slitina zlata a mědi, bohužel v neznámém poměru. Charakteristické rentgenové záření pro různé elektronové hladiny obsahuje Tab. 6.1.

6.6 Postup měření

Provedená měření je možné rozdělit na dvě skupiny. Nejprve byla testována fokusace, což bylo rozebráno v příslušné kapitole. Konverzní vrstva částečně smývá informaci o poloze svazku, jelikož emitované fotony nemají stejný směr pohybu, jako původní elektrony. Pro účely testování fokusace tedy tento set-up není vhodný, a byl proto dočasně z komory odstraněn.

Nalezení ideální polohy pro měření zobrazuje video v příloze. Vidíme, že množství detekovaných detektorů se skokově zvýšilo.

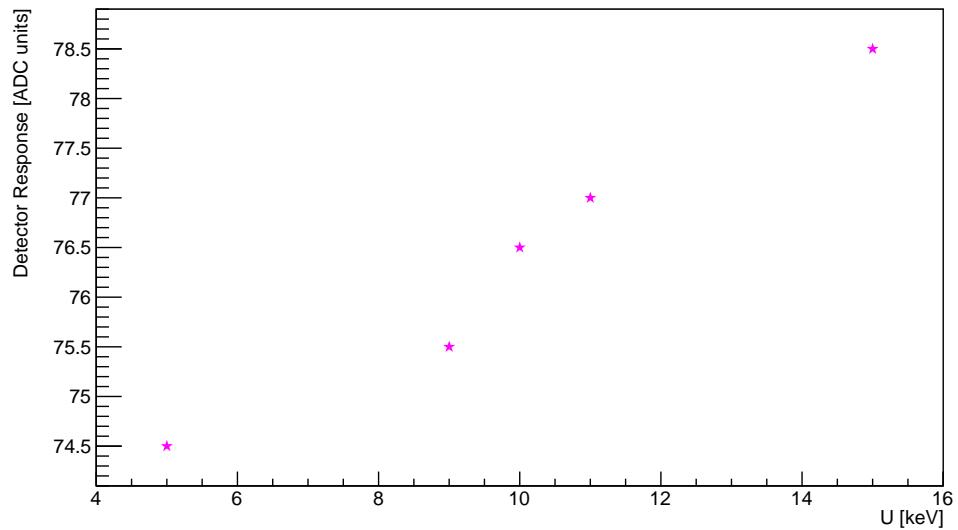
Důležité pro ověření konceptu konverzní vrstvy bylo nalezení thresholdu pro výskyt charakteristického záření, čemuž jsme se věnovali v druhé části experimentu.

6.7 Výsledky

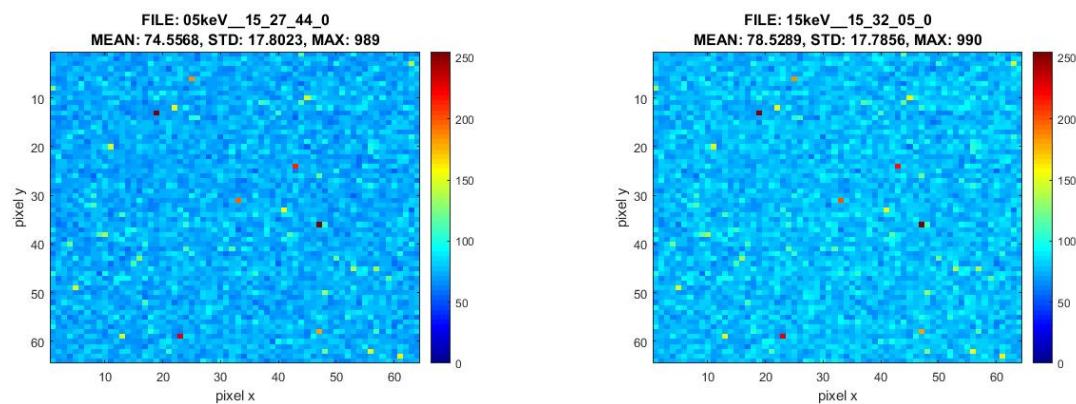
Z dostupných dat pozorujeme, že k nárůstu střední hodnoty pixelů došlo, nicméně ostrý threshold patrný není. To může být způsobeno rozdílnou energií elektronů ve svazku. Rostoucí odezva čipu v závislosti na napětí elektrody je na Obr. 6.7.

Odezvu detektoru ve formě dvourozměrného histogramu lze najít na Obr. 6.8. Souřadnicové osy odpovídají poloze jednotlivých pixelů v matici, jejich hodnota obsahuje informaci o střední odezvě daného pixelu.

Pomocí tohoto typu histogramu bylo také zjištěno, jaká byla přibližně energie detekovaných fotonů. Na detektoru stejného typu byla provedena energetická kalibrace jednotlivých pixelů, kterou lze využít k tomuto odhadu. Jak už bylo zmíněno, každý pixel v matici je svým způsobem originální kvůli nedokonalému výrobnímu procesu, jemuž se nedá předejít. Proto je třeba každému individuálnímu obvodu přiřadit lineární vztah mezi odezvou v ADC jednotkách a skutečnou energií. Dělá se tak pomocí známých spekter, jako jsou železo nebo plutonium. Nejprve jsou změřeny



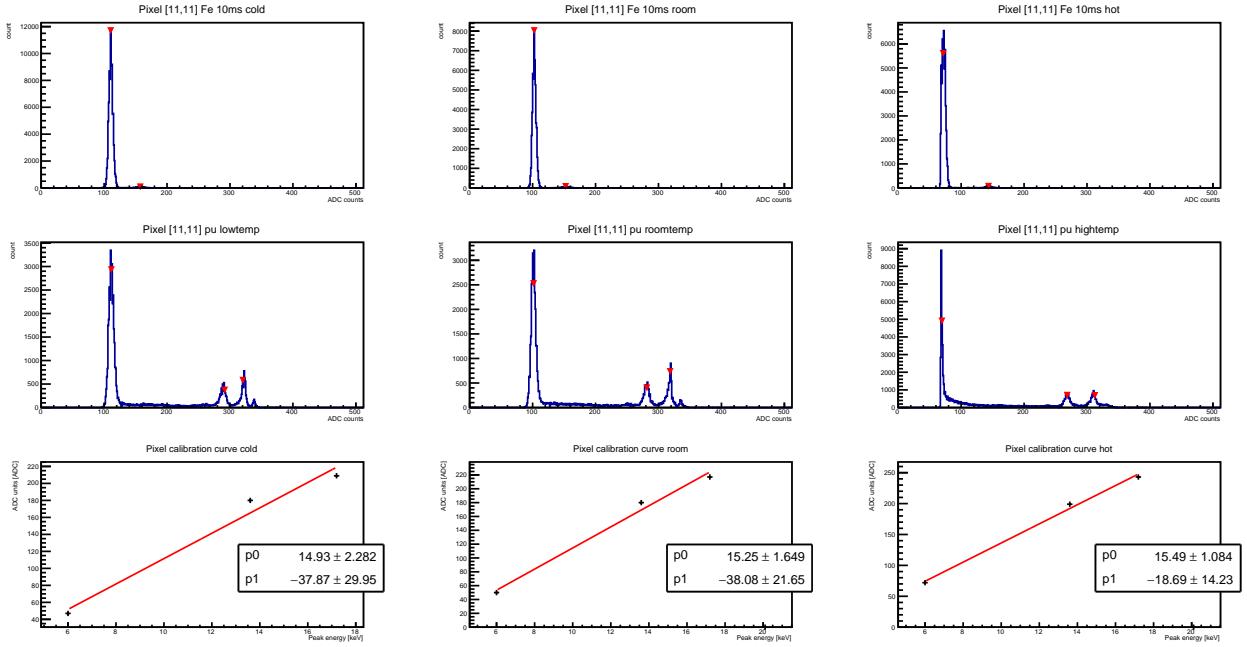
Obr. 6.7: Střední odezva všech pixelů detektoru v jednotkách analogově-digitálního převodníku v závislosti na napětí elektrody elektronového děla.



Obr. 6.8: Dvouozměrné histogramy zobrazující momentální odezvu čipu pro nízké a vysoké napětí elektrody děla.

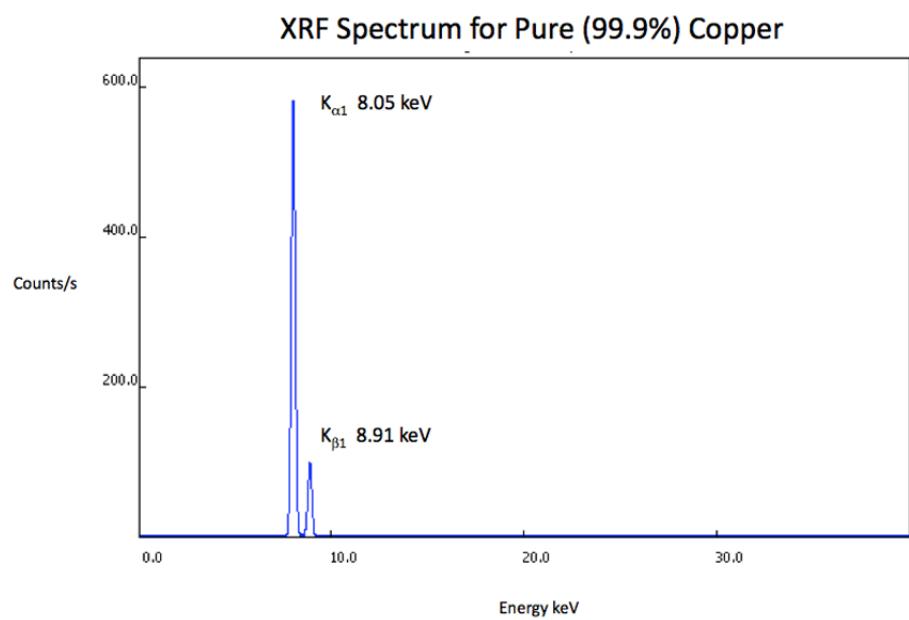
píky těchto spekter pomocí kalibrovaného detektoru, poté je jim přiřazena správná hodnota. Pokud je změřených píků dost, v tomto případě 4 (spektrum železa má jeden rozlišitelný pík, plutonium tří), lze těmito body proložit křivku a získat tak kážený vztah.

Kalibrační křivku vybraného pixelu pro několik teplotních bodů zobrazuje Obr. 6.9.



Obr. 6.9: Kalibrace pixelu 11,11. Obrázky v prvních dvou řádcích zobrazují změřená spektra a v nich nalezené píky. V tomto případě byly pro kalibraci použity dva píky plutonia a jeden pík železa změřené při teplotě kolem 0° , pokojové teplotě a teplotě kolem 60° . Trojice obrázků ve spodním řádku pak zobrazuje kalibrační křivky a jejich parametry.

Pozorovaný rozdíl v ADC jednotkách mezi odezvou pixelu zasaženého elektronem a pozadím byl přibližně 80 ADC jednotek, což odpovídá podle kalibrační křivky zhruba 8 keV. To je v souladu s očekáváním, jelikož charakteristickému spektru mědi dominují fotony ze slupek K, které mají energii okolo 8 keV.



Obr. 6.10: Spektrum mědi s charakteristickými páky odpovídajícími fotonům emitovaných při deexcitaci na dvě vnitřní K-slupky.

Literatura

- [1] G. Lutz, *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*. Springer, 2007.
- [2] H. Spieler, *Semiconductor Detector Systems (Series on Semiconductor Science and Technology)*. Oxford University Press, 2005.
- [3] F. Cenna, N. Cartiglia, M. Friedl, B. Kolbinger, H.-W. Sadrozinski, A. Seiden, A. Zatserklyaniy, and A. Zatserklyaniy, “Weightfield2: A fast simulator for silicon and diamond solid state detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 796, pp. 149 – 153, 2015. Proceedings of the 10th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials Detectors and Devices.
- [4] M. Havranek *et al.*, “X-chip-03 – soi maps sensor with hit counting and adc mode,” *manuscript in preparation*.
- [5] “Electron.”
- [6] “Vedení elektrického proudu v plynech a ve vakuu,” (Gymnázium F. X. Šaldy), p. 12.
- [7] J. Kracík, J. B. Slavík, and J. Tobiáš, *Elektrické výboje*. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1964.
- [8] E. Husain and R. S. Nema, “Analysis of paschen curves for air, n2 and SF6 using the townsend breakdown equation,” *IEEE Transactions on Electrical Insulation*, vol. EI-17, pp. 350–353, Aug. 1982.
- [9] A. Martins and M. Pinheiro, “On the propulsive force developed by asymmetric capacitors in a vacuum,” *Physics Procedia*, vol. 20, pp. 112–119, 2011.
- [10] M. Králová, “Výboj při sníženém tlaku .”
<https://edu.techmania.cz/cs/encyklopedie/fyzika/elektricky-proud/elektricky-proud-v-plynech/vyboj-pri-snizenem-tlaku>.
- [11] P. Tipler, *College physics*. New York, NY: Worth Publishers, 1987.
- [12] Y. Bozhko, J. Barnard, and N. Hilleret, “Measurements of the Secondary Electron Emission of Some Insulators,” 1997.
- [13] M. E. Ellion, “A study of electrical discharge in low-pressure air,” tech. rep., Jet Propulsion Laboratory, 1965.

- [14] Precision and Vacuum Technology, “ES40-PS Electron Source Power Supply,” February 2018.
- [15] S. Ramo, “Currents induced by electron motion,” *Proceedings of the IRE*, vol. 27, pp. 584–585, Sept 1939.
- [16] W. Shockley, “Currents to conductors induced by a moving point charge,” *J. Appl. Phys.*, vol. 9, p. 635, 1938.