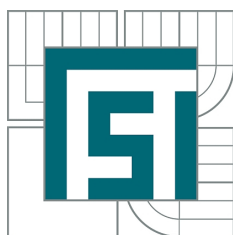


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

TESTOVÁNÍ A OPTIMALIZACE IONTOVÉHO ZDROJE TESTING AND OPTIMIZATION OF AN ION SOURCE

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. PETR GLAJC

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. MIROSLAV KOLÍBAL, Ph.D.

BRNO 2014

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

Akademický rok: 2013/2014

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Petr Glajc

který/která studuje v **magisterském navazujícím studijním programu**

obor: **Fyzikální inženýrství a nanotechnologie (3901T043)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Testování a optimalizace iontového zdroje

v anglickém jazyce:

Testing and optimization of an ion source

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Iontové zdroje se často používají k čištění substrátů před depozicí tenkých vrstev nebo pozorováním v elektronovém mikroskopu. Ideální zdroj pro tento účel má velkou proudovou hustotu, aby bylo zaručeno rovnoměrné a rychlé odprašování vzorku. V rámci bakalářské práce byl již dříve navrhnout sedlový iontový zdroj. Cílem této práce bude testovat a optimalizovat zdroj pro použití v elektronovém mikroskopu.

Cíle diplomové práce:

1. Sestavení a testování iontového zdroje.
2. Návrh a sestavení fokusační optiky pro dosažení co nejmenší stopy.

Seznam odborné literatury:

[1] The Physics and Technology of ion sources, ed. Ian G. Brown, Wiley-VCH, Weinheim 2004, ISBN 3-527-40410-4

[2] Atom and Ion Sources, L. Valyi, John Wiley and Sons 1978, ISBN 978-0471994633

Vedoucí diplomové práce: Ing. Miroslav Kolíbal, Ph.D.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2013/2014.

V Brně, dne 28.11.2013

L.S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc., dr. h. c.
Děkan fakulty

Abstrakt

V diplomové práci je detailně popsán proces testování iontového zdroje se sedlovým polem doplněný nejdůležitějšími výsledky experimentů. Mezi ně lze zařadit měření příčného profilu proudu iontového svazku a energiového spektra iontů pomocí Faradayovy sondy. Pomocí výsledků těchto měření je ukázáno, že optimalizovaný zdroj pracuje správně a dle očekávání. V závěru práce je popsán vývoj iontově-optického a konstrukčního návrhu fokusační optiky a dále je zobrazena vyrobená sestava optiky nainstalovaná na iontovém zdroji.

Summary

A thorough description of the testing of a saddle-field ion source is presented in the diploma thesis. The most important experimental results, such as Faraday cup measurements of the ion beam current profile and of the ion energy spectra, are included. Based on these results it is shown that the optimized ion source works correctly and according to the expectations. At the end of the thesis, the development of the ion-optical and construction design of the focusing optics is described. The manufactured optics assembly attached to the ion source is also shown.

Klíčová slova

iontový zdroj, sedlové pole, odprašování, žhavená katoda, optimalizace, fokusační optika

Keywords

ion source, saddle field, sputtering, thermionic cathode, optimization, focusing optics

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci s názvem *Testování a optimalizace iontového zdroje* vypracoval samostatně, pouze za odborného vedení Ing. Miroslava Kolíbala, Ph.D. Dále prohlašuji, že veškeré prameny, ze kterých jsem při tvorbě práce čerpal, jsou uvedeny v seznamu literatury.

V Brně dne 30. května 2014

.....

Bc. Petr Glajc

Děkuji Ing. Miroslavu Kolíbalovi, Ph.D. za množství času, které mi i přes své pracovní vytížení věnoval, a za nesčetné konzultace, které mě vždy posunuly kupředu. Děkuji Ing. Jakubu Zlámalovi, Ph.D. za pomoc při návrhu fokusační optiky a za korektury textu. Dále chci poděkovat prof. RNDr. Bohumile Lencové, CSc. za dodání prvotního impulsu, díky kterému došlo k publikaci článku.

Děkuji také rodičům, přítelkyni a všem lidem ze svého okolí za podporu, trpělivost a toleranci, kterou projevili zejména v závěrečných fázích tvorby práce.

Bc. Petr Glajc

Obsah

1	Úvod	3
2	Teorie iontových zdrojů	5
2.1	Ionizace	5
2.2	Plazma	10
2.3	Základy konstrukce iontových zdrojů	15
3	Rozdělení iontových zdrojů	19
3.1	Elektronově srážkové zdroje	19
3.2	Plazmatické iontové zdroje	20
3.3	Iontové zdroje s tekutými kovy	24
3.4	Iontové zdroje tvořící záporné ionty	25
3.5	Srovnání iontových zdrojů	26
3.6	Iontové zdroje se sedlovým polem	26
4	Navržený sedlový iontový zdroj	33
4.1	Požadované parametry	33
4.2	Iontově-optický návrh	33
4.3	Konstrukční návrh	36
5	Testování a optimalizace zdroje	39
5.1	Sestavení zdroje	39
5.2	První experimenty a optimalizace	40
5.3	Měření elektronového proudu	44
5.4	Příčina nepředvídaného chování zdroje	47
5.5	Optimalizace tvaru a uchycení vlákna	48
5.6	Optimalizovaný iontový zdroj	52
6	Fokusační optika	59
6.1	Vývoj iontově-optického návrhu	59
6.2	Konstrukční návrh optiky	65
6.3	Sestavení fokusační optiky	67
7	Závěr	69

1. Úvod

Iontové zdroje našly všestranné využití jak v oblasti vědy a výzkumu, tak v průmyslu. Používají se například jako zdroje částic v urychlovačích nebo fúzních reaktorech; slouží k iontovému dopování polovodičů i dalších materiálů; osvědčily se také jako účinné iontové motory pohánějící kosmické sondy [1]. Iontové zdroje lze využít také k materiálové analýze a hmotnostní spektroskopii [2]. Svazkem iontů je možné zobrazovat strukturu látky s vysokým rozlišením, dále měnit povrch vzorků či je dokonce mikroobrábět [3].

Diplomová práce přímo navazuje na moji bakalářskou práci [4], ve které jsem vytvořil iontově-optický a konstrukční návrh iontového zdroje určeného k odprašování vzorků. Jedním z hlavních výstupů bakalářské práce byla kompletní výkresová dokumentace, která byla zadána do výroby. Cílem diplomové práce je tedy navržený iontový zdroj sestavit, otestovat jeho vlastnosti a případně jej optimalizovat. Druhým cílem práce je pak vytvoření a sestavení fokusační optiky připojitelné k iontovému zdroji. Při návrhu optiky by měl být kladen důraz na vytvoření co nejmenší stopy na vzorku.

Navržený iontový zdroj pracuje na principu ionizace srážkou s elektronem. Využívá ovšem elektrostatického sedlového pole, díky kterému elektrony konají oscilující pohyb procházející sedlovým bodem, čímž se výrazně prodlužují jejich trajektorie. Tím se výrazně zvyšuje i pravděpodobnost ionizace atomů pracovního plynu. Zvláštností mého návrhu je použití žhavené wolframové katody jako zdroje elektronů, díky čemuž by měl vzrůst proud jak elektronů, tak iontů. Iontový zdroj je primárně určen pro odprašování vzorků před pozorováním v elektronovém mikroskopu. Extrahovaný iontový svazek by proto měl dosahovat vysokých proudových hustot (stovky $\mu\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$) a měl by být fokusován do malé stopy (stovky μm) při pracovní vzdálenosti mezi 10 a 20 mm. Ionty by při dopadu na vzorek měly dosahovat vysokých energií (jednotky keV).

Práce je z obsahového hlediska vyjma úvodu a závěru rozdělena do pěti kapitol. Kapitola 2 obsahuje teoretický základ týkající se problematiky iontových zdrojů. Je zde podrobně popsán proces ionizace včetně různých mechanismů vedoucích ke vzniku nabitých částic. Velký prostor je v kapitole věnován plazmatu, jeho chování a vlastnostem. Tato sekce je uvedena kvůli skutečnosti, že iontové zdroje se sedlovým polem mohou pracovat i v tzv. plazmovém režimu, nikoli v „klasickém“ elektronově srážkovém. Závěr této kapitoly je věnován teorii konstrukce iontových zdrojů.

V kapitole 3 je uvedena rozsáhlejší rešeršní studie typů iontových zdrojů. Zmíněny jsou nejen elektronově srážkové zdroje, ale i různé druhy plazmatických zdrojů. Rešerši okrajově doplňují také iontové zdroje s tekutými kovy a zdroje tvořící záporné ionty. Nechybí srovnání pracovních parametrů a vlastností všech těchto zdrojů. Nejdůležitější částí kapitoly je však obsáhlá rešerše zabývající se právě iontovými zdroji se sedlovým polem. Jsou zde rozebrány jednotlivé modifikace sedlových zdrojů, jejich výhody oproti jiným typům zdrojů, dále jejich hlavní aplikace a také například vlastnosti vystupujícího iontového svazku.

Z důvodu návaznosti na bakalářskou práci je její stručné shrnutí obsahem kapitoly 4. Jsou zde zmíněny požadavky, které byly již ze začátku návrhu na iontový zdroj kladeny. Dále se v kapitole vyskytují nejdůležitější výstupy bakalářské práce — tedy iontově-optický a konstrukční návrh zdroje s jejich důkladným popisem.

Jádro diplomové práce tvoří kapitoly 5 a 6, přičemž každá z nich svým obsahem pokrývá jeden hlavní cíl práce. Kapitola 5 popisuje celý průběh procesu testování a optimalizace iontového zdroje, přičemž zmiňuje veškeré problémy, které proces provázely a které bylo nutné vyřešit. Je zde popsáno velké množství provedených experimentů, jejichž výsledky jsou zaneseny do grafů a okomentovány.

Kapitola 6 se kompletně věnuje návrhu fokusační optiky. Je zde podrobně popsán vývoj iontově-optického návrhu a dále je zmíněn konstrukční návrh a jeho vývoj. Kapitulu zakončují fotografie vyrobené a sestavené fokusační optiky, která byla nainstalována na iontový zdroj.

2. Teorie iontových zdrojů

Iontové zdroje jsou zařízení, která produkují svazek nabitých částic, jejichž rychlost je v jednom směru mnohem větší než rychlost těchto částic vlivem tepelného pohybu [5] (str. 29). K vytvoření takového svazku iontů je třeba navrhnout iontový zdroj, který splňuje několik základních pravidel. V této kapitole bude od základů rozebrána problematika iontových zdrojů. Zmíněny budou základní fyzikální principy fungování a dále budou popsána důležitá pravidla pro konstrukci iontových zdrojů.

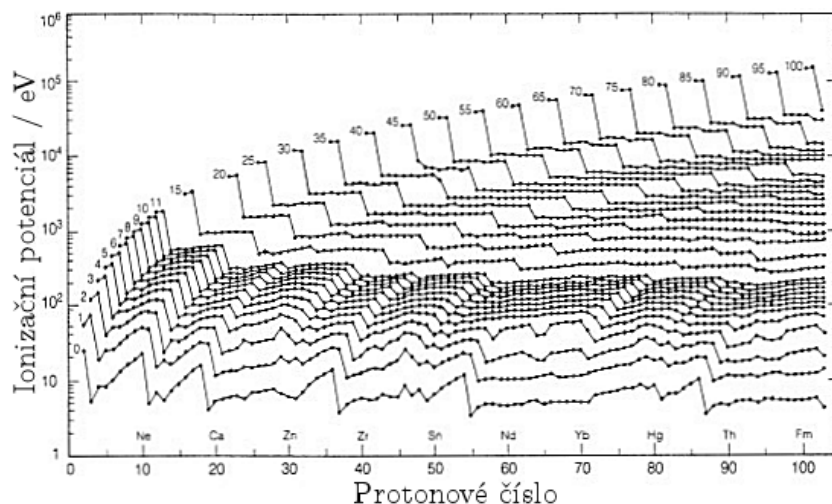
2.1 Ionizace

Základní funkcí iontového zdroje je tvorba kladných nebo záporných iontů. Tento proces se nazývá *ionizace* a obecně jej lze definovat jako proces, při kterém neutrální částice A ztratí, respektive přijme n elektronů, čímž vzniká kladný iont A^{n+} , respektive záporný iont A^{n-} . Existuje množství mechanismů, díky kterým může k ionizaci dojít. V dalším textu bude pod pojmem ionizace myšlena ionizace za vzniku kladných iontů; o vzniku záporných iontů bude pojednáno v podsekcí 2.1.5.

V naprosté většině typů ionizace musí být splněna podmínka, že částici A musí být dodáno dostatečné množství energie, aby došlo k uvolnění valenčního elektronu. Podmínku lze matematicky zapsat jako

$$E \geq E_{\text{ion}}, \quad (2.1)$$

kde E_{ion} je tzv. ionizační potenciál. Ten se výrazně mění v závislosti na protonovém čísle prvku, tedy na jeho elektronové konfiguraci. Nejnižší ionizační potenciál má francium (3 eV) a nejvyšší helium (24,6 eV) [6]. Na obrázku 2.1 jsou zobrazeny průběhy ionizačních potenciálů v závislosti na protonovém čísle a na počtu vyražených elektronů. Ionizační potenciály vícenásobně ionizovaných prvků jsou mnohem větší (svislá osa je v logaritmickém měřítku). To je způsobeno silnější přitažlivou interakcí mezi jádrem a zbylými elektrony. Mění se také poloha minim či maxim, což souvisí se změnou zaplnění elektronových orbitalů prvku.



Obrázek 2.1: Velikost ionizačních potenciálů v závislosti na protonovém čísle a stupni ionizace. Převzato z [7] a upraveno.

2.1 IONIZACE

2.1.1 Ionizace srážkou s elektronem

Naprostá většina iontových zdrojů využívá tohoto způsobu ionizace, a to zejména díky nenáročným technickým realizacím. Ve vakuu mohou být elektrony velmi snadno urychleny na energie postačující i k několikanásobné ionizaci. Pokud se takto urychlený elektron nepružně srazí s atomem, předá mu část své energie a atom může být ionizován.

Pravděpodobnost ionizace atomu je dána tzv. *účinným srážkovým průřezem* ionizace σ_i , který je funkcí energie elektronu. Dle rovnice (2.1) musí platit, že energie elektronu E_e musí překročit hodnotu ionizačního potenciálu. Existuje však nenulová pravděpodobnost, že k ionizaci dojde ještě před dosažením ionizačního potenciálu. Tento proces může nastat, pokud je atom vlivem předchozí srážky excitován a během doby života excitovaného stavu je atom ionizován dalším elektronem [2] (str. 25).

Účinný srážkový průřez v okolí prahové hodnoty lze odhadnout pomocí vztahu [2] (str. 26)

$$\sigma_n^i = C (E_e - E_n^{\text{ion}})^n, \quad (2.2)$$

kde C je konstanta a n je stupeň ionizace. Tyto závislosti (zobrazené na obrázku 2.2(a)) však platí jen pro blízké okolí prahové hodnoty, poté pravděpodobnost ionizace prudce roste. Z obrázku 2.2(b) lze vidět, že pro většinu prvků dosahuje účinný srážkový průřez maxima přibližně pro 100 eV a poté lehce klesá.

Účinný srážkový průřez se s rostoucím stupněm ionizace n snižuje, přičemž prahová hodnota se posouvá k vyšším energiím — viz obrázek 2.2(c). Také maximum účinného srážkového průřezu se posouvá k vyšším hodnotám energie a jeho hodnotu lze s dostatečnou přesností odhadnout pomocí empirického vzorce [2] (str. 35)

$$\sigma_n^i = \sigma_1^i \exp \left(-\frac{6,78}{A^{1/4}} \sqrt{n-1} \right), \quad (2.3)$$

kde σ_1^i je známá hodnota maxima účinného průřezu jednonásobné ionizace a A je protonové číslo.

Pro výpočet účinných srážkových průřezů se používají klasické či kvantově mechanické aproximace nebo různé semi-empirické vztahy, které více či méně souhlasí s experimentálními daty [2].

2.1.2 Ionizace srážkou s atomem nebo iontem

Ačkoliv je mechanismus ionizace atomy či ionty velmi podobný jako při ionizaci elektrony, není pro tvorbu iontových svazků příliš vhodný a používá se velmi málo [7] (str. 26). K ionizaci dochází opět díky nepružné srážce částic, přičemž energie srážky, která je dána součtem kinetických energií částic, musí splňovat nerovnost [2] (str. 37)

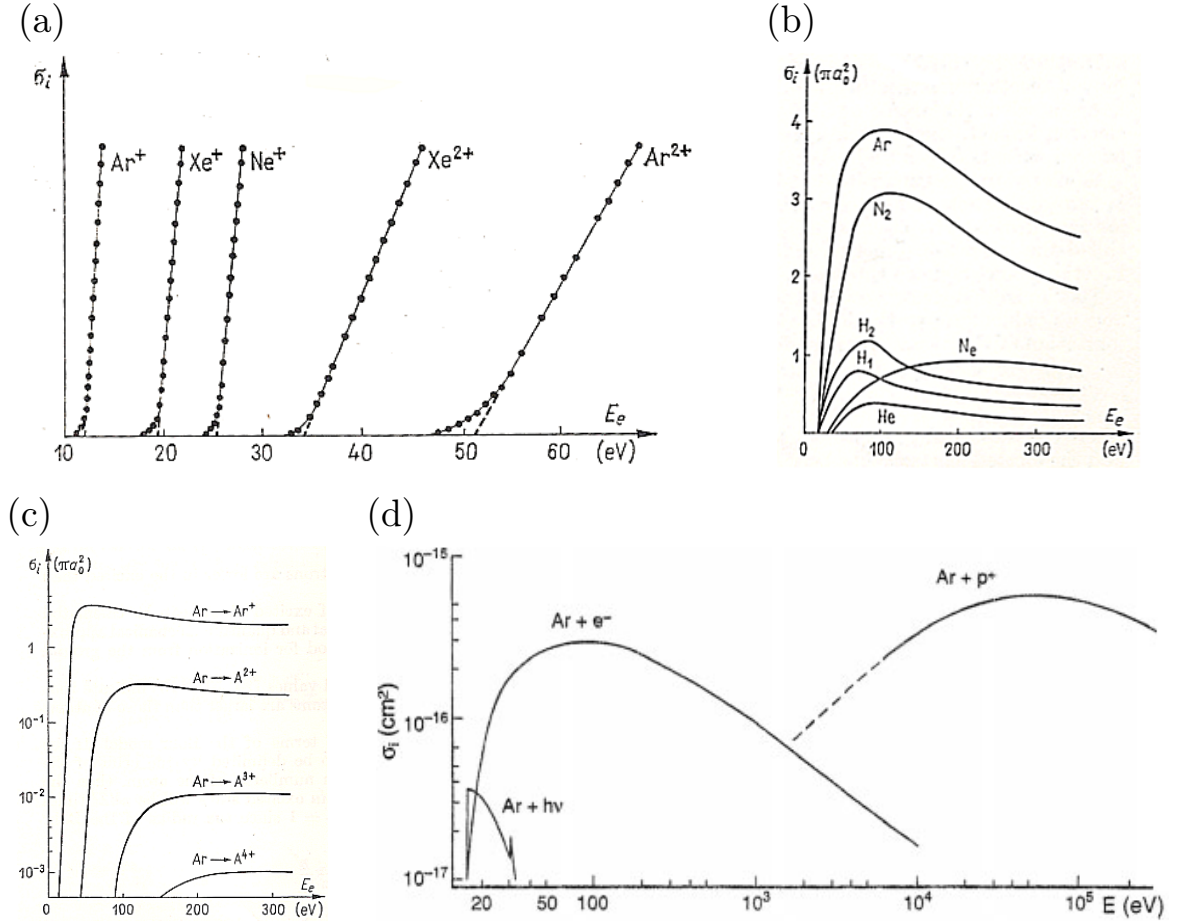
$$E_u \geq \frac{E_{\text{ion}} (m_1 + m_2)}{m_2}, \quad (2.4)$$

kde m_1 a m_2 jsou hmotnosti částic. Při energiích nižších než E_u může taktéž dojít k ionizaci, musí se však alespoň jedna částice nacházet v excitovaném stavu.

Brown [7] (str. 26) popisuje ionizaci srážkou s iontem pomocí mechanismu zvaného *výměna náboje*. V nejjednodušším případě narazí rychle letící iont do „pomalého“ atomu, při srážce dojde k výměně náboje, přičemž vznikne pomalý iont a rychlý neutrální atom.

Pokud jsou obě zúčastněné částice stejné, jsou ionizované stavy pomalého i rychlého iontu stejné a výměna náboje se nazývá *rezonanční*.

Pravděpodobnost ionizace lze opět vyjádřit pomocí ionizačního účinného průřezu, jehož průběh v tomto případě vykazuje pozvolnější nárůst k maximu i následný pokles. Energie potřebné k ionizaci atomem či iontem jsou mnohonásobně vyšší než při použití elektronu, což je způsobeno velmi malou hmotností elektronu v porovnání s kterýmkoliv atomem (hmotnost protonu je přibližně 1833krát větší než hmotnost elektronu). Srovnání ionizačních účinných průřezů argonu při ionizaci elektronem, protonem a fotonem (viz podsekcce 2.1.3) je znázorněno na obrázku 2.2(d).



Obrázek 2.2: Závislost ionizačních účinných průřezů na energii. (a)–(c) Převzato z [2], (d) z [7]. (a) Průběhy účinných průřezů různých plynů v okolí prahové hodnoty, (b) typické průběhy účinných průřezů různých plynů, (c) účinné průřezy argonu pro různé stupně ionizace a (d) při ionizaci elektronem, protonem a fotonem.

2.1.3 Fotoionizace

Ionizovat atomy lze i pomocí intenzivního svazku fotonů. Energie fotonu je dána známým vztahem

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (2.5)$$

kde $h = 6,626 \times 10^{-34}$ J·s je Planckova konstanta, $c \approx 3 \times 10^8$ m·s⁻¹ je rychlost světla ve vakuu a ν , resp. λ je frekvence, resp. vlnová délka fotonu.

2.1 IONIZACE

Pokud je energie dopadajícího fotonu *libovolně* větší než ionizační potenciál prvku, může dojít k ionizaci. Tím se tento proces liší od excitace, při níž musí mít foton přesně definovanou energii, danou rozdílem energiových hladin atomu. Při ionizaci je elektron vyražen mimo atom a jeho kinetická energie je dána zákonem zachování energie:

$$E_k = h\nu - E_{\text{ion}}. \quad (2.6)$$

Ionizační účinný průřez fotoionizace lze vidět na obrázku 2.2(d). Opět se zde nachází ostrý nárůst nad prahovou hodnotou, ovšem poté dochází k relativně strmému pádu, a to i přesto, že se fotony o vyšších energiích mohou podílet na ionizaci. Prahová vlnová délka fotonu schopného ionizace se pohybuje v rozmezí 80 až 250 nm, což odpovídá přibližně UV a měkké RTG části elektromagnetického spektra [7] (str. 25).

2.1.4 Ionizace elektrickým polem

Při ionizaci elektrickým polem se uplatňuje odlišný mechanismus vzniku iontů — není totiž potřeba dodat valenčnímu elektronu energii překračující ionizační potenciál. K ionizaci dochází vlivem kvantově mechanického jevu zvaného *tunelování*. Je nutné pohlížet na elektron jako na vlnu a uvědomit si, že existuje nenulová pravděpodobnost výskytu elektronu na druhé straně tenké potenciálové bariéry [8] (str. 1046). Problematika je srozumitelně vysvětlena v publikaci [9], z níž jsem převzal následující text, obrázky a rovnice.

Valenční elektron uvězněný v potenciálu kladného jádra (obrázek 2.3(a)) sám o sobě nemůže skrz tuto bariéru protunelovat. Přítomnost silného vnějšího elektrostatického pole E (řádově $10^9 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$) však zdeformuje potenciálovou bariéru natolik, že její šířka je srovnatelná s neurčitostí polohy elektronu, který tak může opustit atom — viz obrázek 2.3(b). Šířku bariéry lze ještě více zmenšit, pokud je atom přiveden do blízkosti kovového povrchu s výstupní prací Φ a Fermiho hladinou E_F .

Použitím velmi ostrého kovového hrotu s poloměrem křivosti v řádu desítek nanometrů lze splnit obě výše uvedené podmínky pro zmenšení šířky potenciálové bariéry. Na takovýto hrot je přivedeno napětí, čímž v oblasti vrcholu dojde k vytvoření silného elektrického pole. Pokud jsou do oblasti s hrotem přivedeny atomy pracovního plynu, může dojít k jejich ionizaci.

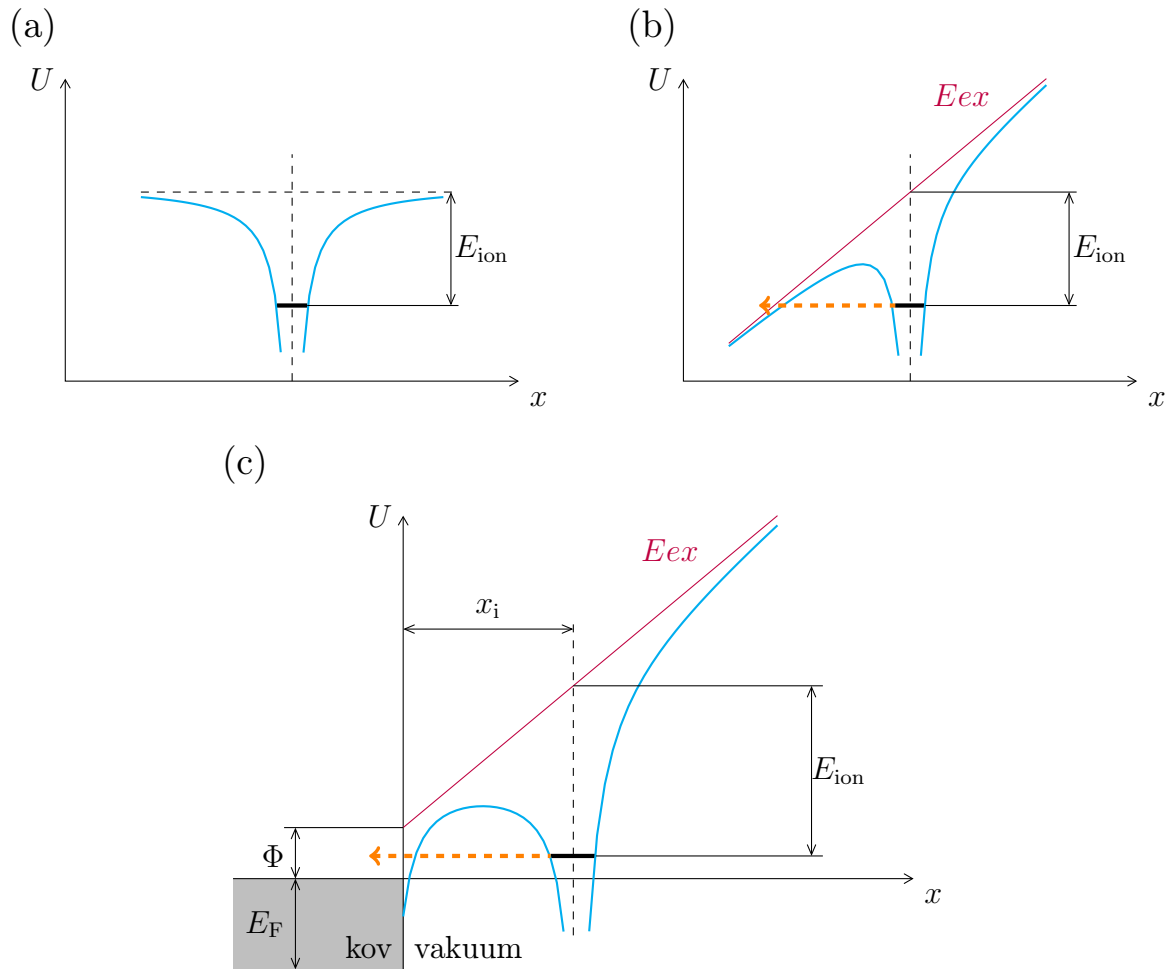
Průběh potenciálové bariéry $U_e(x)$, v níž se elektron vyskytuje, je znázorněn na obrázku 2.3(c) a lze jej aproximovat vztahem

$$U_e(x) = Eex + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(-\frac{e^2}{|x_i - x|} - \frac{e^2}{4x} + \frac{e^2}{x_i + x} \right) + \Phi, \quad (2.7)$$

kde $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$ je permitivita vakua, $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$ je náboj elektronu, x_i je vzdálenost jádra atomu od povrchu kovu a E je intenzita elektrického pole.

První člen v rovnici (2.7) představuje účinek vnějšího elektrostatického pole, druhý člen vyjadřuje přitažlivou Coulombovskou interakci elektronu a vzniklého kladného iontu, další dva členy popisují interakci s virtuálním obrazem náboje vytvořeným povrchem kovu [10] (str. 121) — třetí člen souvisí s obrazem tunelujícího elektronu a čtvrtý s obrazem vzniklého iontu. Poslední člen (výstupní práce kovu) musí být do rovnice započítán kvůli volbě počátku souřadného systému.

K tunelování elektronu z atomu do kovu může dojít, pokud se v kovu nacházejí neobsazené energiové hladiny. Vzhledem k Fermiho-Diracově distribuci je tunelování možné, pokud základní stav valenčního elektronu leží nad Fermiho mezí kovu — viz obrázek 2.3(c).



Obrázek 2.3: Schematický diagram průběhu potenciální energie elektronu v atomu (a) ve vakuu, (b) za přítomnosti vnějšího elektrického pole, (c) za přítomnosti vnějšího pole v blízkosti povrchu kovu. Obrázky překresleny podle [9].

2.1.5 Ionizace za vzniku záporných iontů

Záporné ionty vznikají pomocí jiných procesů než ionty kladné. Brown [7] (str. 27) uvádí tři základní procesy vzniku:

1. *Výměna náboje.* Pokud svazek kladných iontů prochází oblastí, v níž se nachází atomy s nízkým ionizačním potenciálem, může dojít k dvojité výměně náboje. Tento proces může proběhnout jak jednofázově (předají se dva elektrony najednou), tak dvoufázově (elektrony jsou předány při dvou různých srážkách).
2. *Vznik v plazmatu.* Dominantním procesem pro vznik záporných iontů v plazmatu je disociativní spojení pomalých elektronů k vibračně a rotačně excitovaným molekulám. Při tomto typu ionizace vzniká problém s extrakcí záporných iontů z plazmatu, respektive k jejich oddělení od elektronů. Problém se řeší přidáním příčného magnetického pole do oblasti extrakce.
3. *Povrchová ionizace.* Svazek kladných iontů je přiveden na povrch cesiového terče, kde způsobí erozi atomů. Část cesiových atomů je ionizována a extrahována ve formě záporných iontů.

2.2 Plazma

S ionizací a iontovými zdroji velmi úzce souvisí pojem *plazma*. Lze se setkat i s tvrzením, že fyzika iontových zdrojů je z větší části tvořena fyzikou plazmatu [7] (str. 7). V této sekci proto budou stručně shrnuty základní vlastnosti a chování plazmatu.

Plazma je definováno jako *kvazineutrální* plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje *kolektivní chování*. Vysvětlení pojmů této definice a výčet kritérií, která musí plazma splňovat, bude obsahem podsektce 2.2.4.

2.2.1 Koncentrace částic, stupeň ionizace

Plazma je složeno z neutrálních atomů, kladně či záporně nabitých iontů a elektronů. Každý ze souborů částic lze popsat pomocí koncentrace n , tj. počtu částic na jednotku objemu. V plazmatu lze tedy rozlišit tři základní koncentrace — n_n pro neutrální částice, n_i pro ionty a n_e pro elektrony. Tyto koncentrace si obecně nemusí být rovny.

Podobně lze posoudit náboj q částic v plazmatu, který je dán rovnicí $q = Qe$, kde e značí elementární náboj a Q nabývá celočíselných hodnot. Je zřejmé, že pro neutrální částice je Q_n identicky rovno nule a pro elektrony je vždy $Q_e = -1$. V případě iontů vyjadřuje Q_i stupeň ionizace a nabývá hodnot $\pm 1, \pm 2, \dots$, přičemž znaménko plus značí kladné ionty a znaménko minus záporné.

Plazma je ovšem z makroskopického hlediska neutrální, což je vyjádřeno rovnicí [7] (str. 8)

$$\sum_j Q_j n_j = 0, \quad \text{kde } j = \{n, e, i\}. \quad (2.8)$$

V případě, že ionty v plazmatu jsou pouze jednoduše ionizované (a kladné), se rovnice (2.8) zjednoduší na tvar $n_i = n_e$ a tedy počet elektronů je stejný jako počet iontů.

Stupeň ionizace má ve fyzice plazmatu dvojí význam, což občas vede k nejasnostem. Výše v textu je tento pojem použit ve spojení s *jediným iontem*, je značen Q_i a vyjadřuje počet elektronů, které iontu chybí nebo přebývají. Stupeň ionizace se však může vztahovat k *plazmatu* jako celku. V tom případě vyjadřuje procentuální zastoupení iontů v plazmatu a je dán rovnicí [7] (str. 8)

$$\eta = \frac{n_i}{n_i + n_n}. \quad (2.9)$$

2.2.2 Rozdělení rychlostí, teplota

Podobně jako v případě klasického plynu lze rychlost částic v plazmatu popsat pomocí distribuční funkce. Pokud se plazma nachází v tepelné rovnováze, je rozdělení rychlostí částic Maxwelllovské a nabývá tvaru [7] (str. 11), [11] (str. 32)

$$f(v) = \frac{dn}{dv} = 4\pi n v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right), \quad (2.10)$$

kde m je hmotnost částice, v její rychlost, $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$ je Boltzmannova konstanta a T termodynamická teplota. Rozdělení udává počet částic dn , které mají rychlost v intervalu $(v, v + dv)$.

Z rovnice (2.10) lze vypočítat tři základní rychlosti — nejpravděpodobnější rychlost v_p , střední rychlost $\bar{v}$ a střední kvadratickou rychlost v_{ef} :

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad v_{ef} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}. \quad (2.11)$$

Všechny rychlosti jsou závislé na hmotnosti částic a také na jejich *teplotě*. Ve fyzice plazmatu je zvykem teplotu částice vyjadřovat pomocí jednotek energie (eV). Převodním vztahem je pak rovnice

$$1 \text{ eV} \doteq 11\,600 \text{ K}. \quad (2.12)$$

Velice často se stává, že se v plazmatu liší teplota iontů T_i od teploty elektronů T_e (někdy dokonce platí $T_e \gg T_i$, např. [7], str. 10). Tento fakt je způsoben rozdílnou frekvencí srážek typu iont–iont a elektron–elektron oproti frekvenci srážek iont–elektron. Může se tedy vytvořit tepelná rovnováha jednotlivých částic mezi sebou, ale plazma jako celek nemusí do tepelné rovnováhy dospět [12] (str. 22).

Pokud je navíc plazma umístěno do vnějšího magnetického pole, vytvoří se anizotropní prostředí a teploty částic se budou lišit v závislosti na směru pohybu. V takovém plazmatu lze rozlišit dokonce čtyři až pět různých teplot — $T_{i\parallel}, T_{i\perp}, T_{e\parallel}, T_{e\perp}$ a T_n , kde poslední zmíněná teplota je teplota neutrálních částic a symboly $\parallel$, resp. $\perp$ značí pohyb ve směru, resp. kolmo na směr vektoru magnetické indukce $\vec{B}$.

2.2.3 Debyeova délka

Nabitě částice na sebe působí elektrostatickými silami a vlivem tepelného pohybu mohou vytvářet lokální elektrická pole. Tato pole však zpětně působí na elektrony a ionty, které jsou vraceny zpět do jejich „původní pozice“, aby došlo ke zrušení elektrického pole. Největší vzdálenost, do které se mohou částice vlivem tepelného pohybu dostat, se nazývá *Debyeova stínící délka* a lze ji vyjádřit vztahem [12] (str. 25)

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{ne^2}}. \quad (2.13)$$

Odvození tohoto vztahu lze najít například v [12] (str. 24–25) nebo [13] (str. 7–11).

2.2.4 Kritéria plazmatu

Po zavedení Debyeovy stínící délky již lze vysvětlit pojem kvazineutrality z úvodu sekce. Rovnicí (2.8) je popsána podmínka neutrality plazmatu. Tato podmínka však platí na vzdálenosti L mnohem větší než Debyeova délka. To znamená, že i když někde v plazmatu dojde k lokálnímu přeskupení náboje a vzniku elektrického pole, jsou tyto změny plazmatem velmi efektivně odstíněny a ve větších vzdálenostech se neprojeví — navenek se plazma chová jako neutrální médium. Ionizovaný plyn je tedy možné považovat za plazma, pokud je splněn vztah $L \gg \lambda_D$.

Aby mohlo dojít k odstínění elektrického pole, musí být ve „stínící“ vrstvě dostatek částic s elektrickým nábojem. Proto se zavádí tzv. *plazmatický parametr*, který vyjadřuje počet částic v Debyeově sféře, tj. v kouli o poloměru λ_D . Plazmatický parametr lze vyjádřit pomocí vztahu [12] (str. 26)

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \gg 1. \quad (2.14)$$

2.2 PLAZMA

Chen [12] (str. 26) popisuje kvazineutralitu tak, že plazma je dostatečně neutrální, aby platila rovnice (2.8), ale nikoliv natolik neutrální, aby se všechny zajímavé elektromagnetické síly ztratily. S těmito silami souvisí pojem kolektivní chování. Tím jsou totiž myšleny pohyby částic, které závisí nejen na lokálních podmínkách, ale i na stavu plazmatu ve vzdálenějších oblastech [12] (str. 19). Tento jev se vysvětluje následovně. Coulombovská interakce mezi nabitými částicemi (nebo objemy nabitých částic) klesá s druhou mocninou vzdálenosti (r^{-2}). Oproti tomu lokální objem plazmatu, který může ovlivňovat částice ve vzdálenosti r , roste pro daný prostorový úhel s třetí mocninou (r^3) — viz [12], str. 19. Právě proto na sebe mohou částice v plazmatu působit i na „velké“ vzdálenosti a plazma tak vykazuje kolektivní chování.

Ke kolektivnímu chování tedy dochází, pokud je pohyb částic řízen převážně elektromagnetickými silami, nikoliv „obyčejnými“ srážkami, jak je tomu v případě klasického plynu. Matematicky lze tuto podmínku zapsat jako $\omega_p \tau > 1$ [12] (str. 26). V této rovnici je $\tau = \nu^{-1}$ střední doba mezi srážkami částic (ν je frekvence srážek). ω_p je dalším důležitým parametrem plazmatu a nazývá se *plazmová frekvence*. Je definována [14] (str. 293) jako

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e}. \quad (2.15)$$

Tři kritéria, při jejichž splnění lze ionizovaný plyn prohlásit za plazma, jsou dána nerovnostmi

$$L \gg \lambda_D, \quad N_D \gg 1, \quad \omega_p \tau > 1. \quad (2.16)$$

2.2.5 Stínění, ambipolární difúze

Jednou z význačných vlastností plazmatu je schopnost odstínit elektrické potenciály, které jsou do něj vloženy [12] (str. 23). Tato skutečnost je způsobena jevem, který se nazývá *ambipolární difúze* a který bude nyní popsán.

Tok částic v plazmatu umístěného do vnějšího elektrického pole $\vec{E}$ lze popsat pomocí difúzního modelu, který je dán rovnicí [12] (str. 143), [13] (str. 22)

$$\vec{\Gamma}_j = n_j \mu_j \vec{E} - D_j \nabla n_j, \quad j = \{e, i\}. \quad (2.17)$$

V této rovnici se vyskytují dva koeficienty — pohyblivost μ a difúzní koeficient D , které jsou spolu svázané a jsou dány rovnicemi [12] (str. 143), [13] (str. 22)

$$D_j = \frac{kT_j}{m_j \nu_j}, \quad \mu_j = \frac{q_j}{kT_j} D_j = \frac{q_j}{m_j \nu_j}. \quad (2.18)$$

V podsekcí 2.2.2 bylo řečeno, že teplota elektronů je velmi často mnohem větší než teplota iontů, což je způsobeno mnohem větší srážkovou frekvencí elektronů než iontů. Tyto nerovnosti (společně s malou hmotností elektronu) vedou k tomu, že difúzní koeficient i pohyblivost elektronů v plazmatu je mnohem větší než iontů, tj. $D_e \gg D_i$ a $\mu_e \gg \mu_i$. Z rovnice (2.17) pak plyne, že tok elektronů je větší než tok iontů, $\Gamma_e \gg \Gamma_i$.

Pokud by však tato situace přetrvala, ionty s nižší pohyblivostí by zůstaly v určitém objemu plazmatu nevykompenzované, což je v rozporu s podmínkou kvazineutrality. Elektrony ve své snaze rychleji difundovat vytváří elektrické pole, které svým působením zpomaluje difúzi elektronů a naopak upřednostňuje difúzi iontů. Tento jev pokračuje tak

dlouho, dokud se nevyrovná tok elektronů a iontů, tedy dokud nedojde k ambipolární difúzi. Tok částic po dosažení této rovnováhy je pak dán rovnicí [13] (str. 22)

$$\vec{\Gamma}_a = - \left(\frac{\mu_e D_i - D_e \mu_i}{\mu_e - \mu_e} \right) \nabla n, \quad (2.19)$$

která je shodná s tvarem difúzní rovnice (1. Fickův zákon). Výraz v závorce se nazývá koeficient ambipolární difúze a značí se D_a .

Právě díky vytvoření ambipolárního elektrického pole $\vec{E}_a$ v okolí vložených elektrod dochází k jejich účinnému odstínění od potenciálu plazmatu. V blízkém okolí elektrod vzniká tzv. „stěnová vrstva“¹, v níž hodnota potenciálu exponenciálně klesá podle rovnice [12] (str. 25), [15]

$$\Phi(z) = -V_c \exp \left(-\frac{z}{\lambda_D} \right), \quad (2.20)$$

kde V_c je potenciál udržovaný na elektrodě (záporný vůči potenciálu plazmatu). Z rovnice (2.20) je vidět, že šířka stěnové vrstvy je řádově srovnatelná s Debyeovou délkou.

2.2.6 Extrakce iontů z plazmatu

Popis extrakce iontů ze zdrojů, ve kterých vzniká plazma, je daleko složitější než u jiných typů. To je způsobeno tím, že plocha, ze které jsou ionty extrahovány, se může dynamicky měnit a její tvar je závislý jednak na parametrech plazmatu (koncentrace, teplota), jednak na vlastnostech extrakčního systému (potenciál elektrod, tvar, umístění) [16], str. 42. Tato plocha se nazývá *plazmový meniskus* a jeho tvar rozhoduje o parametrech extrahovaného iontového svazku.

Pro popis extrakce se používá Bohmův model, jehož základní myšlenky zde budou ve stručnosti uvedeny. Některé myšlenky, formulace a rovnice jsou převzaty z [15], kde je tento model důkladně popsán.

Na obrázku 2.4 je zobrazeno rozhraní plazmatu a extrakční elektrody společně s průběhem potenciálu a koncentrace elektronů a iontů. Rozhraní je rozděleno na tři části: plazma, předvrstvu a stěnovou vrstvu.

Nechť je v plazmatu koncentrace elektronů a iontů shodná ($n_{e0} = n_{i0}$) a potenciál plazmatu budiž 0.

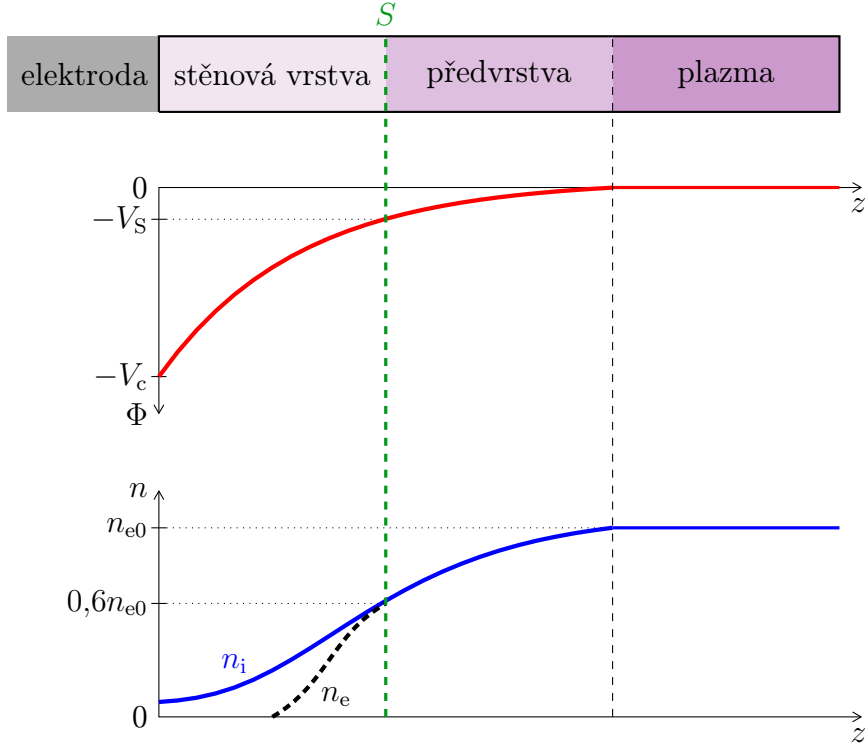
Do oblasti předvrstvy již začíná pronikat elektrické pole extrakční elektrody, potenciál tedy exponenciálně klesá podle (2.20). I v této oblasti platí rovnost koncentrací elektronů a iontů $n_e = n_i$. Koncentrace jsou ovšem nižší než v plazmatu a řídí se Boltzmannovým zákonem:

$$n_i(z) = n_e(z) = n_{e0} \exp \left(-\frac{e|\Phi(z)|}{kT_e} \right). \quad (2.21)$$

V určitém místě již nedokáže plazma zůstat neutrální, dochází k rychlejšímu poklesu koncentrace elektronů, protože ty jsou odpuzovány zpět do plazmatu, zatímco ionty jsou dále přitahovány k extrakční elektrodě. Soubor takových míst definuje plochu S , která odděluje předvrstvu od stěnové vrstvy a která je brána jako emisní povrch (neboli plazmový meniskus). Potenciál na této ploše je $-V_S$ a koncentrace částic n_S .

¹v anglické literatuře *plasma sheath*

2.2 PLAZMA



Obrázek 2.4: Bohmův model rozhraní plazmatu a extrakční elektrody. Podle [15].

Pro udržení stabilní stěnové vrstvy je potřeba splnit Bohmovu podmínku stability ve tvaru

$$W_{i,S} = \frac{m_i v_{i,S}^2}{2} = \frac{kT_e}{2} = eV_S, \quad (2.22)$$

kde $W_{i,S}$ je kinetická energie iontů dopadajících na povrch S . Poslední rovnítko lze psát za předpokladu $T_e \gg T_i$.

Koncentraci iontů na ploše S lze vypočítat z rovnice (2.21) dosazením za $\Phi(z) = -V_S$ s přihlédnutím k rovnici (2.22). Po dosazení vychází $n_{i,S} \approx 0,6n_{e0}$. Dále lze z rovnice (2.22) přímo vypočítat rychlost iontů $v_{i,S}$ na povrchu S . Díky těmto dvěma vypočítaným veličinám lze totiž určit *proudovou hustotu* iontů dopadajících na povrch S jako

$$j_{i,S} = n_{i,S} e v_{i,S} \approx 0,6n_{e0} e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}, \quad (2.23)$$

což je konstanta závislá pouze na parametrech plazmatu.

Extrakce iontů z plazmatu bývá velmi často omezena prostorovým nábojem. Velikost proudové hustoty iontů, které je takto možné extrahovat, vyjadřuje Childův-Langmuirův zákon [17] (str. 62)

$$j = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U^{3/2}}{d^2}. \quad (2.24)$$

Tento zákon je odvozen pro dvě nekonečně velké planární elektrody, které jsou umístěny ve vzdálenosti d a mezi nimiž je potenciálový rozdíl U .

Na obrázku 2.5 lze opět vidět rozhraní plazmatu a extrakční oblasti, tentokrát ovšem z makroskopického hlediska. Emisní povrch plazmatu S je vyznačen tmavě fialově. Extrakční oblast tvoří dvě elektrody. První z nich je tzv. stínící elektroda (SE), která se nachází na potenciálu plazmatu a jejíž vzdálenost od S je srovnatelná s Debyeovou délkou λ_D .

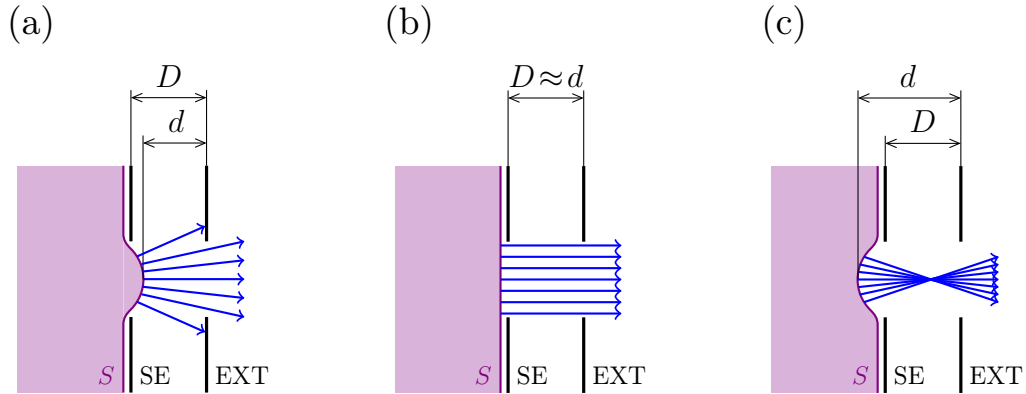
Druhá elektroda (EXT) se nazývá extrakční a nachází se ve vzdálenosti D od SE, přičemž platí, že $D \gg \lambda_D$. Potenciál extrakční elektrody je v souladu s předchozími úvahami $-V_c$.

Pro charakter extrahovaného svazku je důležitá vzdálenost mezi S a extrakční elektrodou a také potenciálový rozdíl mezi nimi. Pro dodržení symboliky v rovnici (2.24) je vzdálenost S od EXT značena d a jejich potenciálový rozdíl $U = |V_c - V_s|$. Nyní lze vypočítat vzdálenost d , a to porovnáním proudových hustot daných rovnicemi (2.23) a (2.24):

$$d = \left(\frac{\frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} U^{3/2}}{0,6n_{e0}e\sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}} \right)^{1/2} \approx \lambda_D \left(\frac{eU}{kT_e} \right)^{3/4}. \quad (2.25)$$

Z rovnice (2.25) je vidět, že vzdálenost d se může měnit, pokud se změní parametry plazmatu n_{e0} , T_e nebo častěji, extrakční napětí U . Takto lze snadno upravovat vlastnosti extrahovaného svazku. Jak lze vidět na obrázku 2.5, je možné rozlišit tři případy:

- (a) $d < D$, plazma expanduje za stínicí elektrodou a extrahovaný svazek je divergentní,
- (b) $d \approx D$, hranice plazmatu je rovnoběžná se stínicí elektrodou a extrahovaný svazek je rovnoběžný (není uvažován vliv prostorového náboje),
- (c) $d > D$, meniskus je tlačен do plazmatu a extrahovaný svazek je konvergentní (opět není uvažován prostorový náboj).



Obrázek 2.5: Rozhraní plazmatu a extrakční oblasti s vyznačenou polohou plazmového menisku a tvarem extrahovaného svazku. S značí emisní povrch plazmatu, SE stínicí elektrody a EXT extrakční elektrody. (a) Divergentní svazek, (b) rovnoběžný svazek, (c) konvergentní svazek.

2.3 Základy konstrukce iontových zdrojů

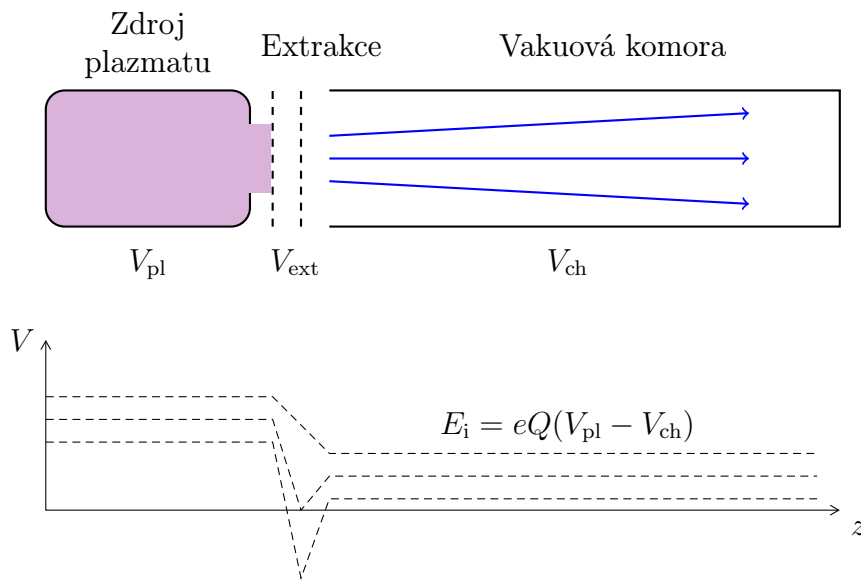
Brown [5] ve své knize věnuje celou kapitolu základním pravidlům konstrukce iontových zdrojů. Vysvětluje, co vše je potřeba zajistit, aby navržený iontový zdroj fungoval správně a dle očekávání. Tato sekce bude sledovat jeho výklad.

V úvodu této kapitoly bylo řečeno, že iontové zdroje poskytují svazek iontů, které směřují jedním preferenčním směrem. Tím se liší od zdrojů plazmatu, které vytvářejí ionty jako nezbytnou součást plazmatu. Ionty se v plazmatu pohybují chaoticky, srážejí se a nemají preferovaný směr pohybu, proto je chybné zaměňovat pojmy iontový a plazmový zdroj.

2.3 ZÁKLADY KONSTRUKCE IONTOVÝCH ZDROJŮ

K úplnému vyjasnění pojmů je potřeba ještě zmínit *plazmatické iontové zdroje*. Tyto iontové zdroje jsou založeny na vytvoření plazmatu, z něhož je následně extrahován iontový svazek. Teorie popsaná v této sekci je sice vystavěna právě na zmíněném typu iontových zdrojů, lze ji však aplikovat i na jiné typy iontových zdrojů, které jsou uvedeny v kapitole 3.

Iontové zdroje se ve své nejjednodušší formě skládají ze dvou základních částí. První částí je komora, ve které dochází ke vzniku nabitých částic. V tomto textu je popsán plazmatický iontový zdroj, proto je za první část zdroje považován výše zmiňovaný zdroj plazmatu. Druhou důležitou částí je extrakční systém složený ze dvou či více elektrod, na něž je přivedeno napětí. Extrakce iontů z plazmatu byla podrobně popsána v podsekci 2.2.6. Je však důležité si uvědomit, že tok iontů z plazmatu je na extrakčním systému víceméně nezávislý; ionty jsou tímto systémem pouze urychleny na transportní energii.



Obrázek 2.6: Schematický náčrt iontového zdroje a aparatury společně s několika různými průběhy potenciálu $V(z)$. Energie iontů E_i je nezávislá na potenciálu extrakčních elektrod V_{ext} . Překresleno podle [5].

S urychlováním iontů souvisí důležitý aspekt konstrukce iontových zdrojů, a to *energie iontů*, nejčastěji při dopadu na vzorek. Je třeba vhodně nastavit potenciály jednotlivých částí zdroje (a aparatury), aby bylo dosaženo požadovaných vlastností svazku. Na obrázku 2.6 je znázorněn jednoduchý schematický náčrt iontového zdroje a aparatury včetně různých průběhů potenciálu v závislosti na souřadnici z . Je-li potenciál zdroje plazmatu V_{pl} , potenciál extrakčních elektrod $V_{\text{ext}1}$, $V_{\text{ext}2}$, $\dots$ a potenciál vakuové aparatury V_{ch} (který v naprosté většině případů bývá 0), je energie iontů po extrakci dána výrazem

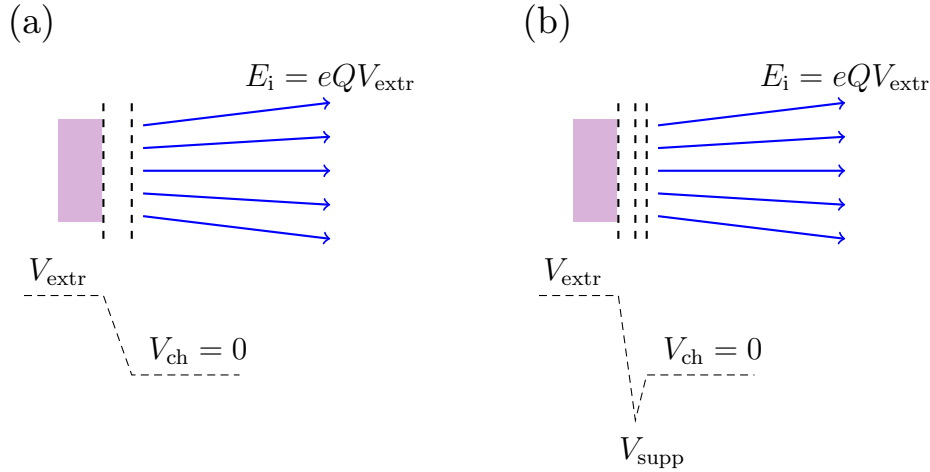
$$E_i = eQ(V_{\text{pl}} - V_{\text{ch}}) = eQV_{\text{pl}}, \quad (2.26)$$

kde Q značí stupeň ionizace v souladu s podsekcí 2.2.1. Z této rovnice je vidět, že energie iontů je úměrná potenciálovému rozdílu místa jejich vzniku (plazma) a místa jejich interakce (vzorek, aparatura apod.) a je *nezávislá* na extrakčním napětí. Pokud jsou uvažovány jednoduše ionizované kladné ionty ($Q = 1$), je energie iontů v elektronvoltech číselně rovna potenciálu plazmatu ve voltech.

V podsekcí 2.2.5 bylo zmíněno, že potenciál plazmatu je díky stínění o něco málo vyšší než potenciál stěn plazmového zdroje. Tento rozdíl se obvykle pohybuje v řádu desítek V [5] (str. 33). Rozdíl lze zanedbat, pokud energie iontů dosahují stovek či tisíců eV. Je ovšem nutné s ním počítat při konstrukci iontových zdrojů poskytujících ionty o nízkých energiích.

Extrakční systém složený ze dvou elektrod byl popsán v podsekcí 2.2.6. Pro zachování konzistence s touto částí je však nutné zvýšit potenciál celého extrakčního systému tak, aby extrakční elektroda měla stejný potenciál jako vakuová aparatura, tedy 0. Stínicí elektroda² se tedy musí nacházet na potenciálu $V_{\text{extr}} \equiv V_{\text{pl}}$. Takovéto uspořádání je znázorněno na obrázku 2.7(a).

Velice často se mezi stínicí a extrakční elektrodou vkládá třetí elektroda — potlačovací či odpuzovací (angl. *suppressor electrode*). Potenciál této elektrody je nižší než potenciál extrakční elektrody (a aparatury), platí tedy $V_{\text{supp}} < 0$. Tento systém je zobrazen na obrázku 2.7(b).



Obrázek 2.7: Schematický náčrt extrakčního systému s průběhem potenciálu. Překresleno podle [5]. (a) Dvouelektrodový systém, (b) tříelektrodový systém.

Hlavní funkcí potlačovací elektrody je vytvořit potenciálovou bariéru pro elektrony, které mohou vzniknout v oblasti extrakční elektrody. Tyto elektrony jsou totiž v dvouelektrodovém uspořádání urychlovány směrem k plazmatu a mohou negativně ovlivnit emisní povrch a tedy výsledný extrahovaný iontový svazek [17] (str. 63).

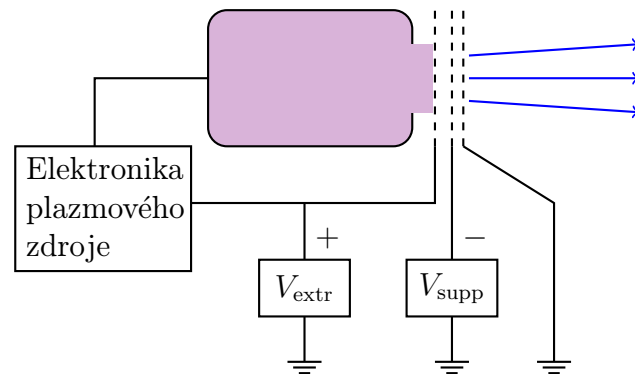
Jak bylo zmíněno výše, jednotlivé potenciály extrakčního systému nemají vliv na výslednou energii iontů. Ty jsou tedy nejdříve urychleny velkým potenciálovým rozdílem mezi stínicí a potlačovací elektrodou a následně mírně zpomaleny extrakční elektrodou na svoji konečnou energii. Je proto důležité, aby poslední elektroda extrakčního systému měla právě potenciál aparatury. Takovéto uspořádání se často nazývá *accel-decel* extrakční systém.

Na obrázku 2.8 je znázorněno jednoduché schéma iontového zdroje a elektroniky nezbytné k jeho provozu. Obrázek tak shrnuje poznatky této sekce. Potenciál plazmatu a první (stínicí) elektrody extrakce je vytvořen zdrojem napětí V_{extr} . Pro kladné ionty je toto napětí kladné a určuje tak energii iontů. Veškerá elektronika pro vytvoření plazmatu

²v anglické literatuře také často označovaná *plasma electrode*

2.3 ZÁKLADY KONSTRUKCE IONTOVÝCH ZDROJŮ

(či iontů) se musí nacházet právě na potenciálu V_{extr} , což značně komplikuje návrh a provoz iontového zdroje. Druhá (potlačovací) elektroda má vlastní zdroj napětí, který nastavuje záporný potenciál na elektrodě. Třetí (extrakční) elektroda je uzemněna, tj. nachází se na potenciálu aparatury.



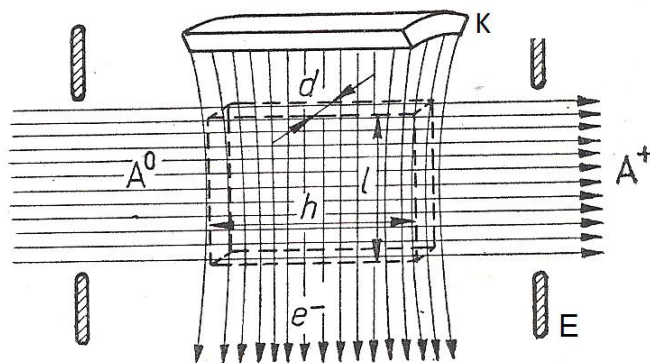
Obrázek 2.8: Schematický náčrt iontového zdroje a přidružené elektroniky. Překresleno podle [5].

3. Rozdělení iontových zdrojů

Kapitola se věnuje popisu nejdůležitějších typů iontových zdrojů, které jsou v současné době využívány. Budou popsány základní rysy jednotlivých typů zdrojů, dále jejich typická konstrukce a také budou uvedeny některé jejich pracovní parametry. Při zpracování této kapitoly byly využity publikace [1], [2] a [3], v nichž jsou obsaženy rozsáhlejší a podrobnější informace o zmíněných typech iontových zdrojů. Kapitola popisuje elektronově srážkové a plazmatické iontové zdroje a dále některé speciální typy — například zdroje s tekutými kovy nebo zdroje tvořící záporné ionty. Samostatnou sekci si zaslouží iontové zdroje se sedlovým polem, protože zdroj tohoto typu jsem navrhl v rámci své bakalářské práce [4], na kterou tato práce navazuje.

3.1 Elektronově srážkové zdroje

Elektronově srážkové iontové zdroje jsou jedny z mála zdrojů, které nevytvářejí plazma. Tlak pracovního plynu v ionizační komoře totiž nedosahuje tak vysokých hodnot, aby vznikající ionizovaný plyn mohl být prohlášen za plazma dle definic z podsektory 2.2.4. Tyto iontové zdroje jsou však velice rozšířené a jsou hojně využívány v průmyslu i výzkumu. Je to způsobeno hlavně jejich jednoduchou konstrukcí a snadnou údržbou.



Obrázek 3.1: Schematický náčrtek základních částí elektronově srážkového iontového zdroje: K – katoda, E – extrakční elektroda. A^0 jsou atomy pracovního plynu, A^+ vzniklé ionty. Ionizace elektrony e^- probíhá v oblasti $V_{ef} = d \times h \times l$. Převzato z [2].

Jednoduché schéma elektronově srážkového iontového zdroje je znázorněno na obrázku 3.1. Elektrony jsou emitovány z katody K a vlivem elektrického pole jsou přitahovány k anodě, kde zanikají. Při zániku však předají svoji kinetickou energii anodě, čímž dochází k jejímu ohřevu. Je proto vhodné anodu (resp. celé tělo zdroje) chladit.

Elektrony před dopadem na anodu procházejí ionizační oblastí, kde se vyskytují atomy pracovního plynu A^0 . Elektrony, které mají energii vyšší než ionizační potenciál daného prvku, mohou nepružnými srážkami ionizovat atomy plynu. K největší účinnosti ionizace však dochází, pokud se energie elektronů v ionizační oblasti pohybuje v okolí 100 eV. Pro tuto hodnotu dosahuje účinný průřez ionizace maxima — viz podsektory 2.1.1.

Velmi často je ionizační oblast ohraničena mřížkou, která se nachází na určitém kladném potenciálu vůči potenciálu země. Tato mřížka zajišťuje přibližně konstantní potenciál ionizační oblasti a tím určuje energii iontů při dopadu na vzorek — tato problematika byla osvětlena v sekci 2.3. Díky použití mřížky mají vznikající ionty menší energiový rozptyl,

3.2 PLAZMATICKÉ IONTOVÉ ZDROJE

což je výhodné z hlediska jejich transportu a hlavně fokusace. Ionty A^+ jsou z ionizační oblasti urychlovány elektrickým polem extrakční elektrody E.

Naprostá většina elektronově srážkových iontových zdrojů využívá elektronů vzniklých termoemisí. Katoda je nejčastěji tvořena wolframovým vláknem, které je zahříváno průchodem elektrického proudu. Pro výpočet proudové hustoty elektronů emitovaných z vlákna se používá Richardsonova-Dushmanova rovnice [18] (str. 36) ve tvaru

$$j_e = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad (3.1)$$

kde A je Richardsonova-Dushmanova konstanta, T je teplota vlákna a Φ výstupní práce materiálu katody. Bylo experimentálně dokázáno, že hodnota konstanty A se od teoretické hodnoty $120 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$ může lišit a že je závislá mimo jiné i na materiálu katody. Pro wolfram se často udává hodnota $A = 60,2 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$ [19].

Elektrony emitované z katody mají Maxwelllovské rozdělení energií dané vztahem [20] (str. 81)

$$N(E)dE = \frac{E}{(kT)^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE, \quad (3.2)$$

přičemž nejpravděpodobnější energie vychází $E_p = kT$, střední energie $\langle E \rangle = 2kT$ a šířka spektra v polovině maxima¹ $\Delta E \approx 2,45kT$ [20] (str. 81). Wolframové vlákno běžně dosahuje teplot okolo 2500 K. Při těchto teplotách se energie emitovaných elektronů pohybují v řádu desetin až jednotek eV. Pro výpočet lze výhodně využít převodní vztah (2.12).

Pokud je známa proudová hustota elektronů j_e , dá se snadno vypočítat maximální proud iontů I_i , který vzniká v ionizační komoře. Ten je dán vztahem [2] (str. 128)

$$I_i = j_e V_{\text{ef}} n \sigma_i = j_e V_{\text{ef}} \frac{p}{kT} \sigma_i, \quad (3.3)$$

kde V_{ef} značí efektivní objem, ve kterém probíhá ionizace; n je koncentrace atomů plynu, kterou lze vyjádřit pomocí klasické stavové rovnice (p je tlak plynu a T jeho teplota); σ_i je účinný srážkový průřez ionizace, který byl zmíněn v podsekcí 2.1.1.

3.2 Plazmatické iontové zdroje

Již z názvu je patrné, že v tomto typu iontových zdrojů vzniká plazma, z něhož jsou ionty extrahovány. Plazmatické iontové zdroje lze ještě dále rozdělit, a to z hlediska mechanismu vzniku plazmatu. Budou popsány zdroje využívající žhavenou katodu, dále zdroje využívající studené emise elektronů a poté vysokofrekvenční iontové zdroje [21] (str. 108). Vályi [2] u plazmatických iontových zdrojů ještě rozlišuje, zda se v nich nachází i magnetické pole a zda je homogenní či nehomogenní. Toto dělení je však už velmi komplikované a dále v textu nebude dodržováno.

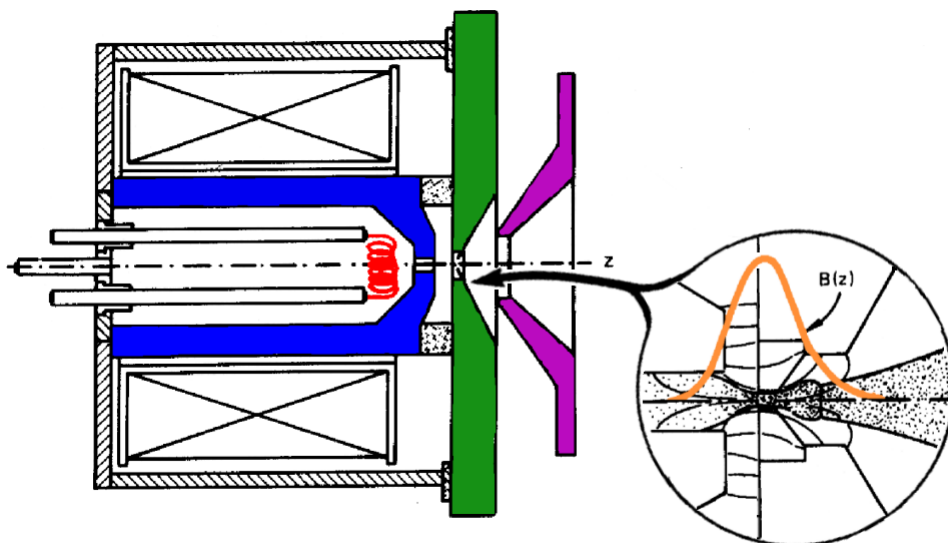
3.2.1 Zdroje se žhavenou katodou

Tyto zdroje jsou v mnoha aspektech podobné klasickým elektronově srážkovým zdrojům, jimž se věnuje předchozí sekce. Díky různým mechanismům (zvláštní konstrukce, vyšší

¹full width at half maximum, FWHM

tlak pracovního plynu, elektrické či magnetické pole, ...) však dochází ke vzniku plazmatu se všemi důsledky popsány v sekci 2.2.

Typickým představitelem plazmatických iontových zdrojů se žhavenou katodou je *duoplazmatron*, který zde bude stručně popsán. Schematický náčrtek je zobrazen na obrázku 3.2.



Obrázek 3.2: Schematický náčrtek duoplazmatronu. Červeně znázorněno vlákno, modře střední elektroda, zeleně anoda, fialově extrakční elektroda. Oranžově je vyznačen průběh magnetické indukce $\vec{B}$ na ose. Převzato z [22] a upraveno.

V duoplazmatronu vznikají elektrony opět termoemisí ze žhaveného vlákna. Emitované elektrony jsou přitahovány k anodě. Mezi katodou a anodou se však ještě nachází střední elektroda², jejíž potenciál je poloviční oproti potenciálu anody. Ve střední elektrodě je vyvrtán malý otvor o průměru několika milimetrů, který slouží k omezení pohybu elektronů. Ty jsou elektrickým polem nuceny projít právě tímto otvorem, čímž dochází ke zvýšení jejich koncentrace v blízkosti osy.

Duoplazmatron je dále vybaven cívkou, která slouží jako elektromagnet. Uzavřené siločáry magnetického pole procházejí střední elektrodou a anodou. Takto vzniká v prostoru anody silně nehomogenní magnetické pole. Díky tomuto poli je pohyb elektronů ještě více omezen k ose a jejich trajektorie se navíc výrazně prodlužují.

V oblasti anody tedy vzniká velmi husté plazma, ze kterého jsou extrakční elektrodou urychlovány ionty. Plazma bývá často tak husté, že dochází k vytvoření konvexního plazmového menisku (viz obrázek 2.5(a) v podsekci 2.2.6), což má za následek extrakci divergentního iontového svazku. Proto se za anodu ještě umísťuje tzv. *expansion cup*, který způsobí rozšíření plazmatu, čímž se snižuje jeho hustota [16] (str. 44). Změnou tvaru plazmového menisku pak dojde ke změně charakteru extrahovaného svazku.

Duoplazmatron poskytuje velké iontové proudy (řádově jednotky A) při výbojových proudech v řádu desítek A [21] (str. 110). Z toho plyne nutnost intenzivního chlazení střední elektrody a anody. Celková konstrukce duoplazmatronu musí být dostatečně robustní, aby bylo možné dosáhnout zmíněných parametrů.

²angl. *intermediate electrode*

3.2.2 Zdroje využívající studené emise

Jednou z největších nevýhod iontových zdrojů se žhavenou katodou je relativně nízká životnost vlákna a nutnost jeho časté výměny. Tato starost u zdrojů se studenou emisí odpadá, z čehož plyne jejich velká oblíbenost [2] (str. 183). Na druhou stranu však musí být splněny přísnější podmínky, aby došlo ke vzniku plazmatu, jeho udržení a také k efektivní extrakci iontů.

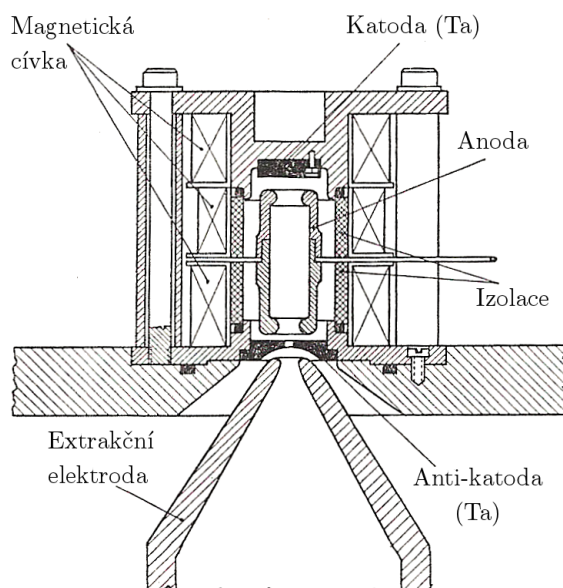
Důležitým aspektem konstrukce zdrojů využívajících studené emise je výběr materiálu katody. Materiál musí být zvolen tak, aby bylo dosaženo co nejnižšího zápalného napětí U_b (napětí mezi katodou a anodou vedoucí k zapálení výboje). Dalším kritériem výběru materiálu je co nejnižší koeficient odprašování (počet odprášených částic na jeden dopadající iont), díky kterému se zvyšuje životnost katody. Nejčastěji se používá tantal, pro nějž $U_b = 1,7$ kV [2] (str. 184). Zápalné napětí většiny prvků dosahuje hodnot 2 až 3 kV, což klade větší nároky na konstrukci, zejména na kvalitní izolaci jednotlivých částí.

Pro udržení plazmatu je nutné, aby každý iont dopadající na katodu vyrazil alespoň jeden sekundární elektron. Musí být tedy splněna podmínka [2] (str. 142)

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1, \quad (3.4)$$

kde γ je počet elektronů vyražených z katody jedním dopadajícím iontem, α je počet iontů vzniklých srážkou s elektronem na jednotku délky jeho dráhy a d je vzdálenost mezi katodou a anodou.

Aby mohla být tato podmínka splněna, je téměř nezbytné použít magnetické pole, které může být opět homogenní nebo nehomogenní. Toto pole jednak prodlužuje dráhu elektronů a také zabraňuje elektronům v nárazu do stěn iontového zdroje. Velmi často se také využívá tzv. *anti-katoda*, která svým umístěním vytváří symetrické elektrické pole. Elektrony pak mohou konat oscilující pohyb v oblasti mezi katodami, což dále prodlužuje jejich dráhu. Jedna z mnoha konstrukcí iontových zdrojů využívajících studené emise (taktéž nazývaných Penningova typu) je zobrazena na obrázku 3.3.



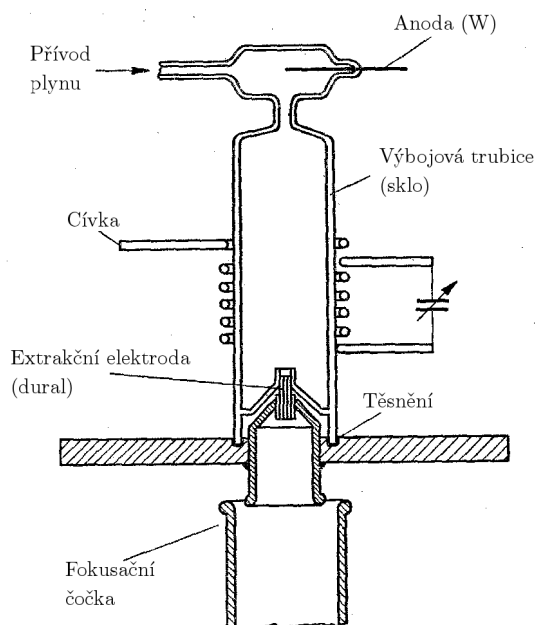
Obrázek 3.3: Schematický náčrt iontového zdroje využívajícího studené emise. Převzato z [2] a upraveno.

3.2.3 Vysokofrekvenční zdroje

Vysokofrekvenční iontové zdroje se od ostatních typů zdrojů liší tím, že k vytvoření plazmatu využívají pole s periodicky se měnící velikostí a směrem. Nabité částice, které jsou vlivem tohoto pole urychlovány, pak často nemusí z pole uniknout, jak tomu bývá u statických polí. Koncentrace nabitých částic proto mohou brzy dosáhnout dostatečných hodnot ke vzniku plazmatu.

K tomu, aby vzniklo plazma, je však nutné zajistit, aby koeficient emise sekundárních elektronů ze stěn byl větší než 1. Dále je nutné nastavit vhodnou frekvenci oscilací pole s ohledem na rozměry výbojové komory. Pole musí mít také dostatečnou velikost, aby elektrony během krátké chvíle získaly energii postačující k ionizaci [2] (str. 154).

Jestliže výboj vzniká díky elektrickému poli mezi dvěma elektrodami, jedná se o *kapacitně buzené plazma*. Pokud vzniká díky magnetickému poli cívky protékané střídavým proudem, jedná se o *induktivně buzené plazma* [23] (str. 163). Elektrody je možné umístit z vnější strany výbojové komory, což značně zvyšuje životnost zdroje a také usnadňuje konstrukci. Proto jsou zdroje s induktivně buzeným plazmatem využívány častěji. Typické uspořádání takového iontového zdroje je znázorněno na obrázku 3.4.



Obrázek 3.4: Schematický náčrt vysokofrekvenčního iontového zdroje s induktivně buzeným plazmatem. Převzato z [2] a upraveno.

Frekvence oscilací elektrického nebo magnetického pole se pohybuje v řádu jednotek až desítek MHz, velice často se používá frekvence 13,56 MHz [23] (str. 169).

Do kategorie vysokofrekvenčních zdrojů lze zařadit ještě tzv. mikrovlnné iontové zdroje. Ty k ionizaci využívají elektromagnetických vln s frekvencemi v řádu GHz, nejčastěji 2,45 GHz [24] (str. 180). Plazma vzniká v komoře, která je umístěna do magnetického pole. Díky tomu lze rozlišit klasické *mimorezonanční* mikrovlnné zdroje a tzv. *cyklotronově rezonanční* zdroje (ECR, Electron Cyclotron Resonance) [24] (str. 177).

3.3 IONTOVÉ ZDROJE S TEKUTÝMI KOVY

V ECR zdrojích je velikost magnetické indukce nastavena tak, aby frekvence elektromagnetického pole odpovídala cyklotronové frekvenci elektronů v magnetickém poli

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e}. \quad (3.5)$$

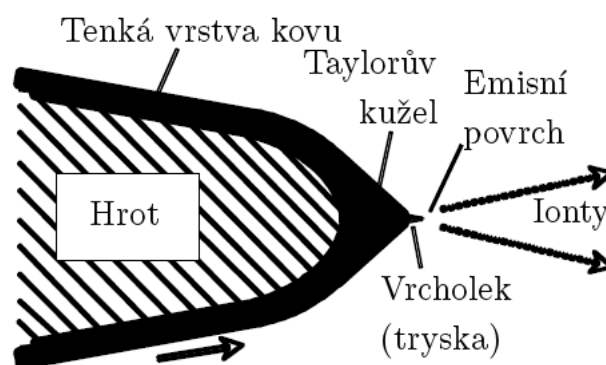
Vlny o této frekvenci jsou schopné velmi efektivně předávat energii elektronům, zatímco „pomalé“ ionty zůstávají polem téměř neovlivněny. Elektrony, které při ionizaci ztratí část energie, jsou znovu velmi rychle urychleny. Díky tomu postupně dochází k vícenásobné ionizaci atomů. Tento efekt je umožněn omezením pohybu iontů vlivem magnetického pole.

Oproti tomu klasické mikrovlnné zdroje poskytují jednonásobně ionizované částice, avšak o velkých proudových hustotách. Více o mikrovlnných iontových zdrojích lze najít v [1] (kap. 10 a 11).

3.3 Iontové zdroje s tekutými kovy

Zdroje s tekutými kovy (angl. *liquid metal ion sources*, LMIS) využívají k tvorbě iontů silné elektrické pole — tento proces byl popsán v podsekcí 2.1.4. Ionty vznikají ve velmi malé oblasti, mají malý energiový rozptyl a jejich směrová proudová hustota³ dosahuje velkých hodnot. Z těchto důvodů je velmi výhodné tyto zdroje použít v zařízeních využívajících fokusovaného iontového svazku (FIB) [3], str. 31.

Základem těchto iontových zdrojů je kovový hrot (nejčastěji wolframový) s poloměrem křivosti několik mikrometrů. Bylo totiž zjištěno, že s „tupějšími“ hroty je dosahováno lepších parametrů [3] (str. 32). Po tomto hrotu stéká ze zásobníku tekutý kov (nejčastěji gallium), který na konci hrotu vytváří tzv. Taylorův nebo také Gilbertův-Greyův kužel. Vlivem elektrostatického pole z kuželu vystupuje malý vrcholek s rozměry v řádu jednotek nanometrů. Z tohoto vrcholku jsou následně extrahovány ionty. Tvar Taylorova kuželu je závislý jak na vlastnostech kovu, tak na parametrech emise. Problematika chování kuželu je velmi složitá a lze ji najít např. v [3] (str. 44–51). Schematický náčrt hrotu a Taylorova kuželu je na obrázku 3.5.



Obrázek 3.5: Schematický náčrt hrotu iontového zdroje na bázi tekutých kovů. Převzato z [3] a upraveno.

Ke vzniku iontů může dojít dvěma různými mechanismy [3] (str. 37). Prvním z nich je tzv. *field evaporation*, což by se dalo přeložit jako vypařování vlivem elektrického pole

³daná veličinou zvanou *jas*

(přestože se o vypařování z fyzikálního hlediska nejedná). Jde o jednokrokový proces, při němž jsou vlivem pole přerušeny vazby mezi atomem kovu a emisním povrchem. Atom kovu je zároveň ionizován a elektrickým polem urychlen pryč od hrotu.

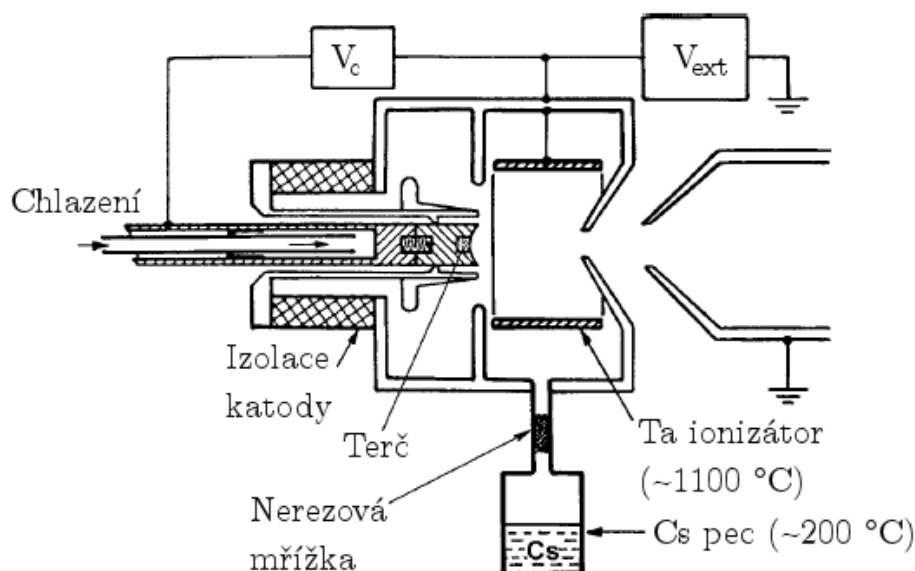
Druhý mechanismus vzniku se nazývá *field ionisation*, tedy ionizace vlivem elektrického pole. Jedná se o dvoukrokový proces: atom kovu je nejprve vytržen z povrchu (nebo je přiveden z okolního prostředí) a až poté je ionizován díky tunelování elektronu. Existují případy, kdy dojde k tunelování i druhého elektronu ze vzniklého iontu — jev se nazývá *post-ionizace* a dochází k němu u iontů vzniklých oběma mechanismy.

3.4 Iontové zdroje tvořící záporné ionty

Tyto zdroje lze rozdělit do tří kategorií v souladu s různými mechanismy vzniku záporných iontů, o nichž se zmiňuje podsekcce 2.1.5.

Pokud záporné ionty vznikají výměnou náboje, jsou iontové zdroje většinou složeny ze dvou částí. První částí je klasický iontový zdroj poskytující kladné ionty. Ty jsou extrahovány do druhé části zdroje — do komory, kde dochází k samotné výměně náboje. Zde se vyskytuje buď tenká kovová folie nebo atomy plynu, nejčastěji opět kovových prvků (Li, K, Na, Cs, ...). Kovové prvky mají totiž větší účinné srážkové průřezy než ostatní prvky, čímž dochází k efektivnější výměně náboje [2] (str. 236). V případě použití plyných atomů kovu je třeba zajistit dostatečné množství těchto atomů ve srážkové komoře, což může vést k nechtěné kontaminaci zbytku aparatury. Při použití tenké folie dochází průchodem kladného iontového svazku k energiovému rozšíření a ke zvětšení úhlové divergence svazku. Folie se navíc velmi snadno ničí právě vlivem dopadajících vysokoenergiových iontů.

Vznikají-li záporné ionty přímo v plazmatu, používají se stejné typy iontových zdrojů jako pro tvorbu kladných iontů (například duoplazmatron) [2], str. 232. Je však pochopitelné, že potenciály jednotlivých elektrod musí být nastaveny s ohledem na znaménko generovaných iontů.



Obrázek 3.6: Schematický náčrt iontového zdroje tvořícího záporné ionty vlivem povrchové ionizace. Převzato z [25] a upraveno.

3.5 SROVNÁNÍ IONTOVÝCH ZDROJŮ

Záporné ionty vznikající vlivem povrchové ionizace mohou být dvojího druhu. Prvním druhem jsou ionty rozptýlené (odražené) na atomech terče. Tyto ionty bývají většinou velmi lehké — používá se například vodík nebo lithium. Druhým druhem jsou odprášené ionty, které vznikají vyražením z terče těžkými a rychlými kladnými ionty. V obou případech ionizace je velmi důležité použít terč s co nejnižší výstupní prací — nejčastěji se používá cesium [25] (str. 287). Návrh iontového zdroje tvořícího záporné ionty povrchovou ionizací je znázorněn na obrázku 3.6.

3.5 Srovnání iontových zdrojů

Každý ze zmíněných iontových zdrojů má své typické vlastnosti, přednosti i nevýhody. Díky rozmanitosti typů zdrojů lze pro konkrétní aplikaci vybrat nejvhodnější zdroj podle nejrůznějších kritérií. Typické parametry výše zmíněných zdrojů shrnuje následující tabulka, která je s menšími úpravami převzata z [22] (str. 80).

Tabulka 3.1: Tabulka typických vlastností různých typů iontových zdrojů. Podle [22].

zdroj	p / Pa	I / A	j / A·cm ⁻²	ΔE / eV
elektronově srážkový	10^{-1} – 10^{-2}	10^{-3}	10^{-2}	10–50
duoplazmatron	10^1 – 10^0	10^0 – 10^{-3}	10^{-2} – 10^0	10
Penningova typu	10^1 – 10^2	10^{-3} – 10^{-5}	10^{-4} – 10^{-1}	50
radiofrekvenční	10^{-1} – 10^{-2}	10^{-2} – 10^{-5}	10^{-3} – 10^{-1}	30–500
LMIS	10^{-5}	10^{-4} – 10^{-8}	10^5	5

3.6 Iontové zdroje se sedlovým polem

Iontové zdroje tohoto typu se vyznačují tím, že využívají pouze elektrostatického pole k omezení pohybu elektronů. Ty jsou nuceny konat oscilující pohyb a jejich trajektorie vždy procházejí okolím tzv. *sedlového bodu*. V tomto bodě se nachází extrém elektrostatického pole a je tudíž bodem nestabilní rovnováhy [26]. Vzniklé pole se díky existenci sedlového bodu nazývá sedlové.

Sedlové iontové zdroje jsou založeny na studené emisi elektronů. K udržení stabilního iontového svazku je nutné zajistit, aby na každý zaniklý elektron vznikl alespoň jeden nový [26]. Díky absenci žhavené katody se zvyšuje životnost zdroje i při použití reaktivních plynů [27] a také dochází k menšímu termálnímu poškození vzorku při malých pracovních vzdálenostech [28].

Jelikož je oscilujícího pohybu elektronů dosaženo pomocí elektrostatického sedlového pole, není nutné použít axiální magnetické pole jako u zdrojů Penningova typu (viz podsekcce 3.2.2) nebo vysokofrekvenční elektrické pole (podsekcce 3.2.3). Tato pole totiž mohou nežádoucím způsobem ovlivňovat vzorek nebo další přístroje v aparatuře [29].

Další výhodou těchto iontových zdrojů je fakt, že mohou efektivně pracovat i za relativně nízkých tlaků (až 10^{-6} Torr $\approx 1,33 \times 10^{-4}$ Pa [26]). Trajektorie elektronů jsou totiž díky oscilacím mnohonásobně prodlouženy, čímž se zvyšuje pravděpodobnost ionizace i při nízkých tlacích. Nízké vakuum má také za následek mnohem menší povrchovou kontaminaci vzorku [30].

Iontové zdroje se sedlovým polem jsou velice jednoduché jak z hlediska konstrukce a výroby, tak z hlediska použití. K provozu sedlového iontového zdroje postačuje jediný vysokonapěťový zdroj s rozsahem řádově 10 kV, který je připojen k anodě, zatímco katoda se zbytkem těla zdroje zůstává uzemněna. Relativně vysoké napětí je potřeba z důvodu vzniku dostatečného počtu elektronů.

Zdroje mohou být velice kompaktní [28], ovšem teoreticky je možné zkonstruovat libovolně velký zdroj pouhou změnou všech rozměrů a potenciálů v daném poměru [26]. Na rozdíl od většiny ostatních iontových zdrojů *nepotřebují* sedlové zdroje *extrakční elektrodu* [31–33]. Ionty, které vznikají v oblasti sedlového bodu, jsou totiž sedlovým polem urychlovány směrem ke katodě. Pokud je v katodě vyroben otvor, mohou ionty vyletět ven ze zdroje.

V literatuře týkající se sedlových iontových zdrojů je použití extrakční nebo fokusační optiky zmíněno pouze ve dvou případech. Hübler [34] využívá dvouelektrodového extrakčního systému. První elektroda je vytvořena pouze deformací tvaru katody, čímž je modifikováno sedlové pole a tím je omezen pohyb iontů právě do oblasti deformace. Druhá elektroda se nachází vně zdroje, od něhož je izolována. Díky nastavitelnému potenciálu slouží elektroda jako fokusační. Abdelrahman [35] používá jednoduchou prstencovou elektrodu, na kterou přivádí různá napětí. Elektroda tedy slouží jako fokusační a zvyšuje proud iontů extrahovaných ze zdroje.

3.6.1 Vlastnosti iontového svazku

Experimentálně bylo zjištěno [36], že iontový zdroj se sedlovým polem může pracovat ve třech různých módech.

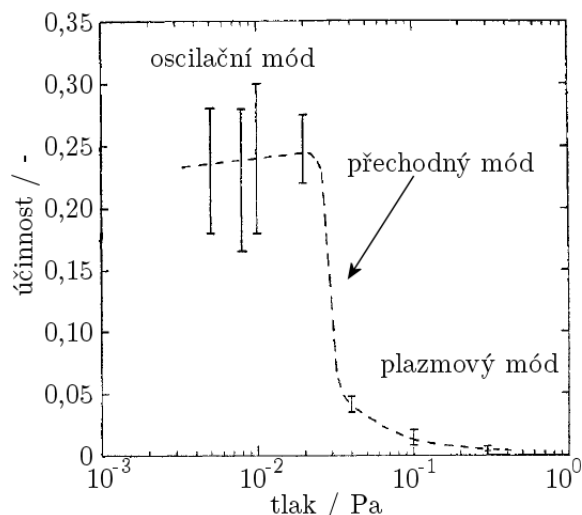
Oscilační mód vzniká za relativně nízkých tlaků (pod 2×10^{-4} Torr $\approx 2,66 \times 10^{-2}$ Pa). Střední volná dráha elektronů je mnohem větší než rozměr zdroje, proto nedochází k tolika srážkám, které mohou vychýlit elektrony ze stabilních oscilujících trajektorií. Elektrony jsou navíc díky vysokému napětí striktně drženy jen v okolí osy symetrie zdroje [37]. Vystupující iontový svazek je proto velice úzký a jen málo divergentní (záleží na geometrii zdroje) [36, 38].

Plazmový mód (angl. glow discharge mode) naopak vzniká při vyšších tlacích a nižších napětích (nad 3×10^{-3} Torr $\approx 4 \times 10^{-1}$ Pa). Elektrony již podstupují velké množství srážek, při kterých vznikají sekundární elektrony, které však již nemají stabilní oscilující trajektorie. Prostorový náboj elektronů a iontů ovlivňuje elektrostatické sedlové pole, čímž dochází ke vzniku plazmatu, které zaplňuje celý prostor zdroje [37]. Iontový svazek má přibližně stejnou proudovou hustotu v celém svém průřezu.

Mezi těmito dvěma módy lze rozeznat ještě třetí, *přechodný* mód. V tomto módu mají elektrony střední volnou dráhu přibližně srovnatelnou s rozměry zdroje. Podstupují větší množství srážek než v oscilačním módu. Lze však ještě rozeznat oscilující elektrony od těch nestabilních, které způsobují rozšíření příčného profilu svazku.

Na obrázku 3.7 je zobrazen graf závislosti účinnosti extrakce iontů na tlaku. Z grafu lze jasně rozeznat tři různé pracovní módy s různými účinnostmi extrakce. Je vidět, že účinnost zdroje pracujícího v oscilačním módu je mnohem vyšší než u ostatních módů a že je přibližně konstantní. Z toho plyne, že nejvýhodnější je provozovat iontový zdroj právě v *oscilačním módu*.

3.6 IONTOVÉ ZDROJE SE SEDLOVÝM POLEM



Obrázek 3.7: Graf závislosti účinnosti extrakce iontů ze zdroje na tlaku pracovního plynu. Lze rozeznat tři pracovní módy. Převzato z [36] a upraveno.

V literatuře se objevují velké rozpory ohledně zastoupení neutrálních atomů v extrahovaném iontovém svazku. Zatímco jedna skupina autorů [28, 29, 33, 39] zastává názor, že vycházející svazek je z větší či menší části neutrální, druhá skupina [40, 41] vyzdvihuje sedlové iontové zdroje pro jejich vysokou účinnost ionizace.

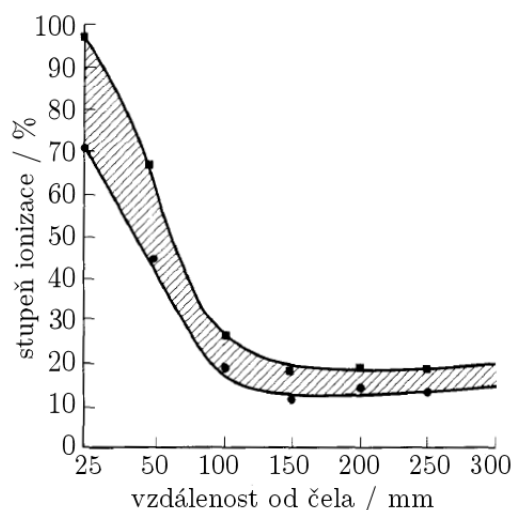
V sedlových zdrojích může docházet ke vzniku neutrálních atomů dvěma způsoby. Jedním navrhovaným způsobem je rekombinace iontů s pomalými sekundárními elektrony, které vznikají na okrajích apertury, jíž procházejí ionty ven ze zdroje [29]. Druhým mechanismem je rezonanční výměna náboje mezi rychle letícím iontem a pomalým neutrálním atomem [39].

Experimentálně bylo zjištěno, že stupeň ionizace ve svazku je silně závislý na vzdálenosti od čela iontového zdroje. Graf této závislosti je zobrazen na obrázku 3.8. Poměr neutrálních atomů ve svazku lze efektivně snížit přidáním elektrody s kladným potenciálem vně iontového zdroje [29].

Díky vysokému urychlovacímu napětí elektronů může v sedlových iontových zdrojích docházet ke vzniku vícenásobně ionizovaných kladných iontů, což bylo experimentálně dokázáno [32] při použití dusíku jako pracovního plynu.

Oproti rozporům ve složení svazku panuje vcelku dobrá shoda v oblasti energiového rozdělení iontů. Ve spektru se objevuje jeden výrazný, relativně široký pík. Jeho šířka v polovině maxima se udává ve stovkách eV (100 eV [32], 200 eV [29], 400 eV [33]). Poloha tohoto píku odpovídá vždy určitému procentu potenciálu anody a je zřejmě závislá na konkrétní geometrii zdroje. Nejčastěji se poloha píku pohybuje v rozmezí 70–80 % potenciálu anody [42]. Tento pík způsobují ionty, které vznikají v blízkém okolí sedlového bodu, jehož potenciál odpovídá právě tomuto procentu potenciálu anody.

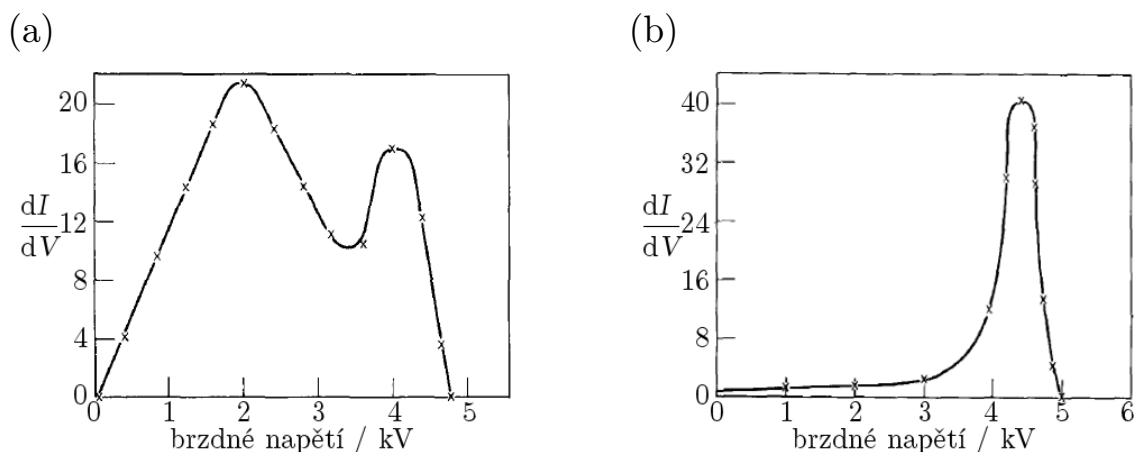
V případě sedlových iontových zdrojů s kulovou symetrií (viz podsektce 3.6.2) je tento pík osamocen. U zdrojů s jiným typem symetrie se objevuje ještě druhý pík, jehož maximum leží v oblasti výrazně nižších energií. Harrold [32] naměřil pík v okolí 200 eV a přisuzuje jej iontům, které vznikají v místech, kde dochází k největší koncentraci elektronů — tedy v místech, kde dochází k obrácení směru pohybu. Elektrony v těchto místech mají navíc nízké energie, pro něž dosahuje ionizační účinný průřez vysokých hodnot. Pík v Khorossanyho [42] měřeních se objevuje v oblasti 35–40 % potenciálu anody a vysvětluje



Obrázek 3.8: Graf závislosti stupně ionizace v iontovém svazku na vzdálenosti od čela zdroje. Převzato z [39] a upraveno.

jej existencí potenciálového gradientu vyskytujícího se v iontovém zdroji. Energiové profily jsou znázorněny na obrázku 3.9.

Jak již bylo zmíněno, vystupující iontový svazek se vyskytuje pouze v blízkém okolí osy symetrie, což dokazují měření [32, 42].



Obrázek 3.9: Energiové spektrum iontového svazku (a) válcově symetrického a (b) kulově symetrického iontového zdroje. Převzato z [42] a upraveno.

3.6.2 Typy sedlových iontových zdrojů

Válcově symetrický zdroj: Původní iontový zdroj byl vyvinut McIlraithem [26]. Jeho zdroj je složen ze dvou rovnoběžných drátů umístěných v určité vzdálenosti od sebe. Okolo těchto drátů je umístěn kovový válec, přičemž osa válce je rovnoběžná s dráty a nachází se uprostřed pomyslné spojnice drátů. V teoretickém modelu je délka drátů i válce nekonečná, prakticky je nutné délku omezit. Prvotní konstrukční návrh měl délku 100 mm a průměr válce byl 25 mm. Nebylo však vyloučeno libovolné zvětšení nebo zmenšení zdroje. [26]

Dráty, sloužící jako anody, jsou připojeny ke zdroji vysokého (kladného) napětí, válec je uzemněn a slouží jako katoda. Sedlový bod se tedy nachází na ose válce mezi dráty.

3.6 IONTOVÉ ZDROJE SE SEDLOVÝM POLEM

Vlivem studené emise jsou z válce uvolňovány elektrony, které pak vykonávají oscilující pohyb procházející okolím sedlového bodu. Pohyb elektronů je omezen přibližně do oblasti roviny symetrie drátů. Ionty vzniklé v okolí sedlového bodu jsou urychlovány radiálně směrem ke katodě, ve které je vyroben otvor umožňující iontům opustit zdroj.

Volné konce válcové katody je vhodné uzavřít kovovými „víčky“ se stejným potenciálem jako katoda. Oscilující elektrony s nenulovou složkou rychlosti v axiálním směru pak nemohou z prostoru zdroje unikát a jsou efektivně odraženy. Dále je vhodné udržovat dráty mechanicky napjaté (např. pomocí pružin), aby nedošlo k jejich ohybu vlivem zahřívání dopadem elektronů.

Problematika týkající se tohoto typu sedlového iontového zdroje je velmi podrobně popsána v [43]. Schematický náčrt zdroje s touto symetrií je znázorněn na obrázku 3.10(a) na straně 32.

Modifikaci tohoto zdroje provedl Abdelrahman [41]. Do vnitřní části kovového válce umístil dutý válec z PMMA, do něhož byly vyvrtány dva protilehlé otvory. Nevodivý válec účinně odstiňuje elektrostatické pole, proto se elektrony mohou vyskytovat pouze v oblasti otvorů. Vycházející iontový svazek je pak intenzivnější.

Zdroj se žhavenou katodou: Druhou modifikací válcově symetrického iontového zdroje je využití žhaveného vlákna jako zdroje elektronů namísto klasické studené emise [43]. Wolframové vlákno, nejčastěji ve formě vlásenky, je otvorem ve válcové elektrodě (nazývané kolektor) uvedeno do těla zdroje. Hloubka průniku vlákna je však velmi malá, nepřekračuje hodnotu 1,5 mm [44]. Vlákno je žhaveno pomocí zdroje střídavého proudu, který je k vláknu připojen přes izolační transformátor. Díky tomu je vlákno odděleno od potenciálu země, na němž se nachází proudový zdroj. Potenciál vlákna vůči zemi tak může být libovolně měněn pomocí napěťového zdroje V_B . Jelikož je válcová elektroda uzemněna, funguje v podstatě jako Wehneltův válec — díky změně potenciálu vlákna (*bias potential*) se mění oblast, ze které mohou být elektrony emitovány. Potenciál vlákna se pohybuje v desítkách V [44], je tedy mnohem menší než potenciál anody (řádově kilovolty).

Bylo experimentálně zjištěno, že sedlový iontový zdroj se žhavenou katodou může pracovat ve dvou módech — *oscilačním* a *oběžném* (angl. *orbiting mode*) [44].

V prvním případě je potenciál špičky vlákna nastaven tak, aby odpovídal potenciálu, který by daný bod měl bez přítomnosti vlákna. Dochází tak k minimálnímu narušení sedlového pole a zdroj pak funguje stejně jako v případě oscilačního módu při studené emisi. Nastavený potenciál vlákna je však velmi blízko potenciálu, při němž dochází k vymizení emisního proudu, protože emitované elektrony nejsou schopné překonat vytvořenou potenciálovou bariéru [45].

Při oběžném módu je potenciál vlákna (téměř) nulový. Elektrostatické pole v okolí vlákna je silně narušeno a emitované elektrony mají velkou tečnou složku rychlosti. Takové elektrony jsou pak nuceny obíhat okolo dvojice drátů namísto toho, aby oscilovaly mezi nimi. Takový mód je velmi podobný plazmovému módu [45].

Parametry iontového svazku jsou srovnatelné s těmi získanými při použití „klasického“ sedlového zdroje se studenou emisí [44]. Díky použití vlákna je však možné zásadním způsobem snížit potenciál anody, což klade mnohem menší nároky na elektrickou izolaci částí zdroje. Taktéž lze ještě více snížit pracovní tlak plynu [44].

Schéma zdroje se žhavenou katodou společně s přidruženým elektrickým obvodem je znázorněno na obrázku 3.10(b) na straně 32.

Kulově symetrický zdroj: Franks [29] vyvinul zdroj s kulovou symetrií, čímž odstranil problémy spojené s omezenou délkou válcově symetrického zdroje. Dva rovnoběžné dráty nahradil anodou ve tvaru prstence a válcovou katodu dvěma polokoullemi. Okolo anody navíc umístil dvojici prstencových stínících elektrod. V obou polokoulích jsou na ose symetrie vytvořeny otvory, kterými vzniklé ionty vystupují ze zdroje. Druhého svazku je využito pro měření a kontrolu vlastností vystupujících iontů.

Konstrukční návrh obsahuje anodu z nerezové oceli o tloušťce 2 mm a vnitřním průměru 5 mm [40]. Polokoule jsou vyrobeny z hliníku, který má vysokou hodnotu koeficientu sekundární emise [41]. Vnější průměr zdroje je 33 mm. Řez sedlovým zdrojem s kulovou symetrií je zobrazen na obrázku 3.10(c) na straně 32.

Rovinně symetrický zdroj: Iontový zdroj s touto symetrií se vyznačuje tím, že je tvořen elektrodami ve tvaru prstenců či disků, jejichž osy splývají. Uspořádání elektrod je navíc symetrické podle roviny kolmé na tuto osu. Sedlový bod se nachází v průsečíku roviny a osy symetrie. Elektrony oscilují v okolí osy a vzniklé ionty jsou extrahovány axiálně.

Rovinně symetrický zdroj sestavený Muggletonem [28] je zobrazen na obrázku 3.10(d) na straně 32. Jinou konstrukci použil například Harrold [32]. Obecně jsou tyto iontové zdroje jednoduché z konstrukčního hlediska, i proto jsem v rámci bakalářské práce zvolil právě tento typ symetrie.

3.6.3 Aplikace sedlových iontových zdrojů

Iontové zdroje se sedlovým polem nevyužívají magnetického nebo proměnného elektrického pole, proto mohou účinně pracovat i za nižších tlaků. Poskytují ionty s vysokými energiemi, které jsou kolimovány do úzkého svazku s velkou proudovou hustotou. Díky absenci žhavené katody mohou vytvářet i ionty reaktivních prvků. Podíl neutrálních atomů ve svazku může dosahovat větších hodnot. Kvůli všem těmto vlastnostem jsou sedlové iontové zdroje s úspěchem používány zejména pro:

- přípravu vzorků před pozorováním v tunelovacím nebo rastrovacím elektronovém mikroskopu,
- čištění a profilování vzorků určených pro povrchovou analýzu,
- obrábění iontovým svazkem či iontovému odprašování [29].

Iontového svazku lze efektivně použít k „suchému“ leptání [27]. Použití inertních plynů však provází spousta nevýhod, např. nízká selektivita mezi vzorkem a rezistem či tvorba fazet [46]. Proto se také často používá tzv. reaktivního leptání, při němž dochází nejen k fyzickému procesu odprašování, ale také k chemickým změnám na povrchu vzorku. Používají se reaktivní plyny, např. CF_4 nebo CHF_3 [46].

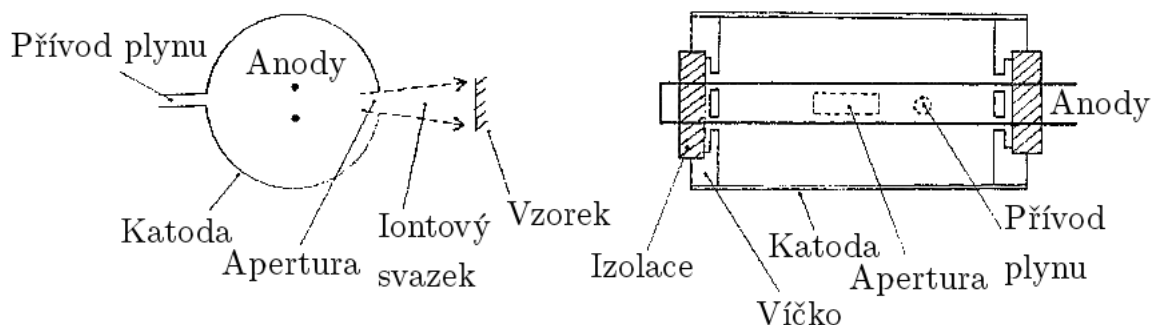
Při použití směsi silanu (SiH_4) a vodíku byly pomocí iontového svazku deponovány vrstvy amorfního křemíku zakončené vodíkem ($a\text{-Si:H}$), přičemž bylo dosaženo vyšších depozičních rychlostí i za relativně nízkých tlaků [47].

Dále byly vyvinuty sedlové zdroje, které poskytují svazek složený téměř kompletně z neutrálních atomů — tzv. FAB (*fast atom beam*) zdroje. Neutrálních atomů se využívá zejména pro depozici vrstev tvořených DLC uhlíkem (*diamond-like carbon*) [33, 39]. Neutrálního svazku lze také použít pro odprašování nevodivých vzorků [29].

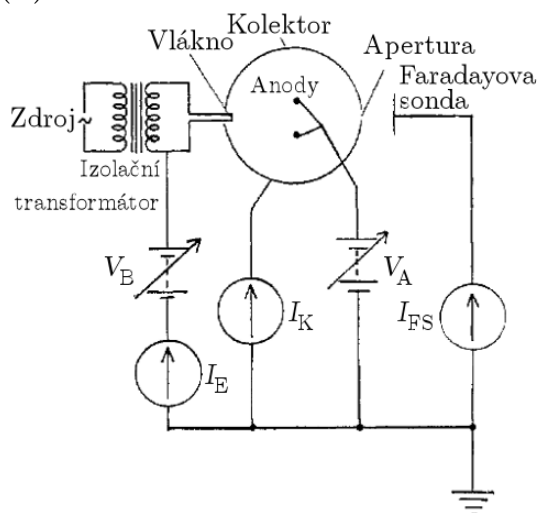
Sedlové zdroje se žhavenou katodou našly využití také například jako citlivá ionizační měrka vakua [45] nebo jako účinný detektor molekulárních svazků [48].

3.6 IONTOVÉ ZDROJE SE SEDLOVÝM POLEM

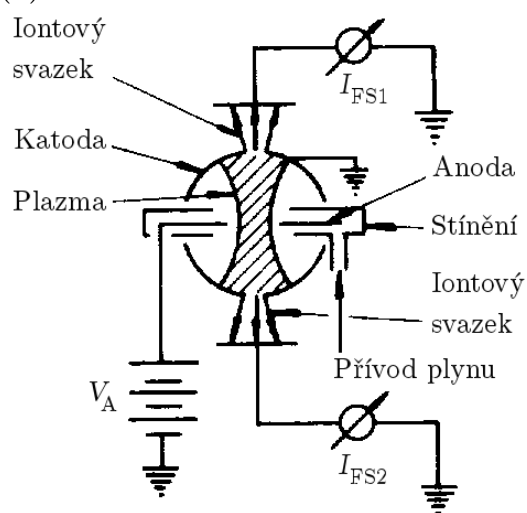
(a)



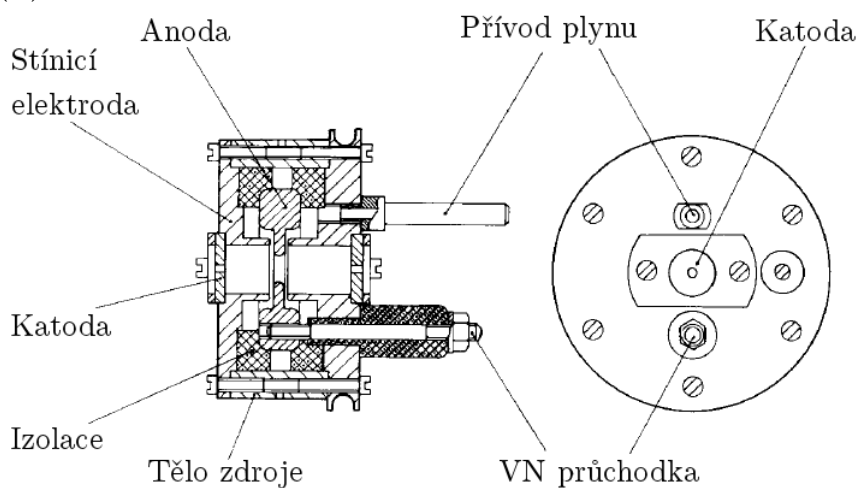
(b)



(c)



(d)



Obrázek 3.10: Schematické nákresy různých typů iontových zdrojů se sedlovým polem. (a) Válcově symetrický zdroj, převzato z [36] a upraveno. (b) Válcově symetrický zdroj se žhavenou katodou, převzato z [44] a upraveno. (c) Kulově symetrický zdroj, převzato z [29] a upraveno. (d) Rovinně symetrický zdroj, převzato z [28] a upraveno.

4. Navržený sedlový iontový zdroj

Diplomová práce přímo navazuje na moji bakalářskou práci [4], ve které jsem vyvinul iontově-optický a konstrukční návrh iontového zdroje se sedlovým polem. Bakalářská práce podrobně popisuje proces vývoje obou návrhů, včetně problémů, které bylo nutné překonat. Vývoj návrhů není podstatný pro diplomovou práci, proto zde nebude uveden. Je však nezbytné shrnout nejdůležitější výsledky, kterých bylo dosaženo — tedy konečný iontově-optický a konstrukční návrh. Vhodné je také uvést parametry, které byly před začátkem návrhu na zdroj kladeny a podle kterých byly návrhy vypracovány.

4.1 Požadované parametry

Základním požadavkem na iontový zdroj je jeho použití pro odprašování vzorků před depozicí tenkých vrstev nebo před pozorováním v elektronovém mikroskopu. Mezi další požadavky lze zařadit například konstrukční jednoduchost zdroje a finanční nenáročnost výroby. Za pozornost stojí také požadavek na absenci magnetického nebo proměnného elektrického pole, které by mohlo mít negativní vliv na přístroje uvnitř aparatury či mikroskopu. Z výše zmíněných důvodů byl vybrán právě iontový zdroj se sedlovým polem. Vhodnost volby je podpořena rešeršní studií popsanou v sekci 3.6.

Pro rychlé a rovnoměrné odprašování vzorku je zapotřebí vytvořit svazek iontů s několika základními vlastnostmi:

- První vlastností je *vysoká energie iontů*, pohybující se v rozmezí 0,5–5 keV. V návrhu je nutné dbát na dostatečnou izolaci částí umístěných na vysokém potenciálu a také minimalizovat možnost elektrického průrazu, například vlivem ostrých hran či malé vzdálenosti částí s odlišným potenciálem.
- Dále je to *velká proudová hustota svazku* a *malá stopa na vzorku*. Pro dostatečnou rychlost odprašování je třeba dosáhnout proudové hustoty cca 200–300 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$. Iontová optika by měla být kvalitně navržena, aby byly ionty fokusovány na vzorek do stopy o průměru přibližně 100–200 μm při pracovní vzdálenosti do 20 mm.
- Neméně důležitou vlastností iontů ve svazku je jejich větší *hmotnost*. Hmotnější ionty způsobují větší erozi atomů na povrchu vzorku a odprašování je pak efektivnější. Při použití iontů inertních plynů navíc nedochází k chemické reakci iontů se vzorkem. Z tohoto hlediska se tedy jako vhodný plyn jeví například argon, krypton nebo dusík.

Nejen z finančního hlediska je požadováno, aby zdroj byl velmi malý — jeho délka by se měla pohybovat mezi 10 a 20 cm, a to včetně fokusační optiky (a případně i vychylovacích destiček). Tyto prvky by měly být jednoduše namontovatelné na tělo iontového zdroje. S rozměry zdroje souvisí také jeho upevnění k vakuové aparatuře, které má být realizováno pomocí příruby DN40CF.

4.2 Iontově-optický návrh

Návrh byl vytvořen v programu Electron Optical Design verze 3.143.7 [49] a je výsledkem dlouhého optimalizačního procesu. Simulační model, znázorněný na obrázku 4.1(a), je symetrický jednak rotačně kolem osy z , jednak podle roviny $z = 0$ mm.

4.2 IONTOVĚ-OPTICKÝ NÁVRH

Tělo iontového zdroje je tvořeno dvojicí krajních elektrod (modré šrafování), které zásadně ovlivňují tvar elektrostatického sedlového pole v ionizační komoře. Potenciál těchto elektrod a vlákna (žlutá barva) je v modelu nastaven na 4885 V. Mezi krajními elektrodami je umístěna anoda (zelená výplň), jejíž potenciál je o 115 V vyšší než potenciál krajních elektrod a vlákna. Potenciál anody je zvolen tak, aby se vytvořilo dostatečně silné pole přitahující elektrony, které jsou emitovány z vlákna. Druhým důvodem pro tuto hodnotu potenciálového rozdílu mezi katodou a anodou je skutečnost, že ionizační účinný průřez většiny plynů dosahuje maxima pro energie elektronů okolo 100 eV [50].

Potenciál sedlového bodu (a jeho blízkého okolí) určuje energie iontů při dopadu na uzemněný vzorek, proto je důležité znát jeho hodnotu. V podsekcí 3.6.1 bylo řečeno, že tento potenciál odpovídá určitému procentu potenciálu anody. Tvzení však platí za předpokladu, že jsou ostatní elektrody uzemněny. Při uzemnění krajních elektrod v modelu s navrženou geometrií by potenciál sedlového bodu dosahoval přibližně 90 % potenciálu anody. Toto procento se však zvyšuje se zvyšujícím se potenciálem krajních elektrod. Měřením hodnoty potenciálu sedlového bodu pro různé kombinace potenciálů krajních elektrod a anody jsem stanovil empirický vztah ve tvaru

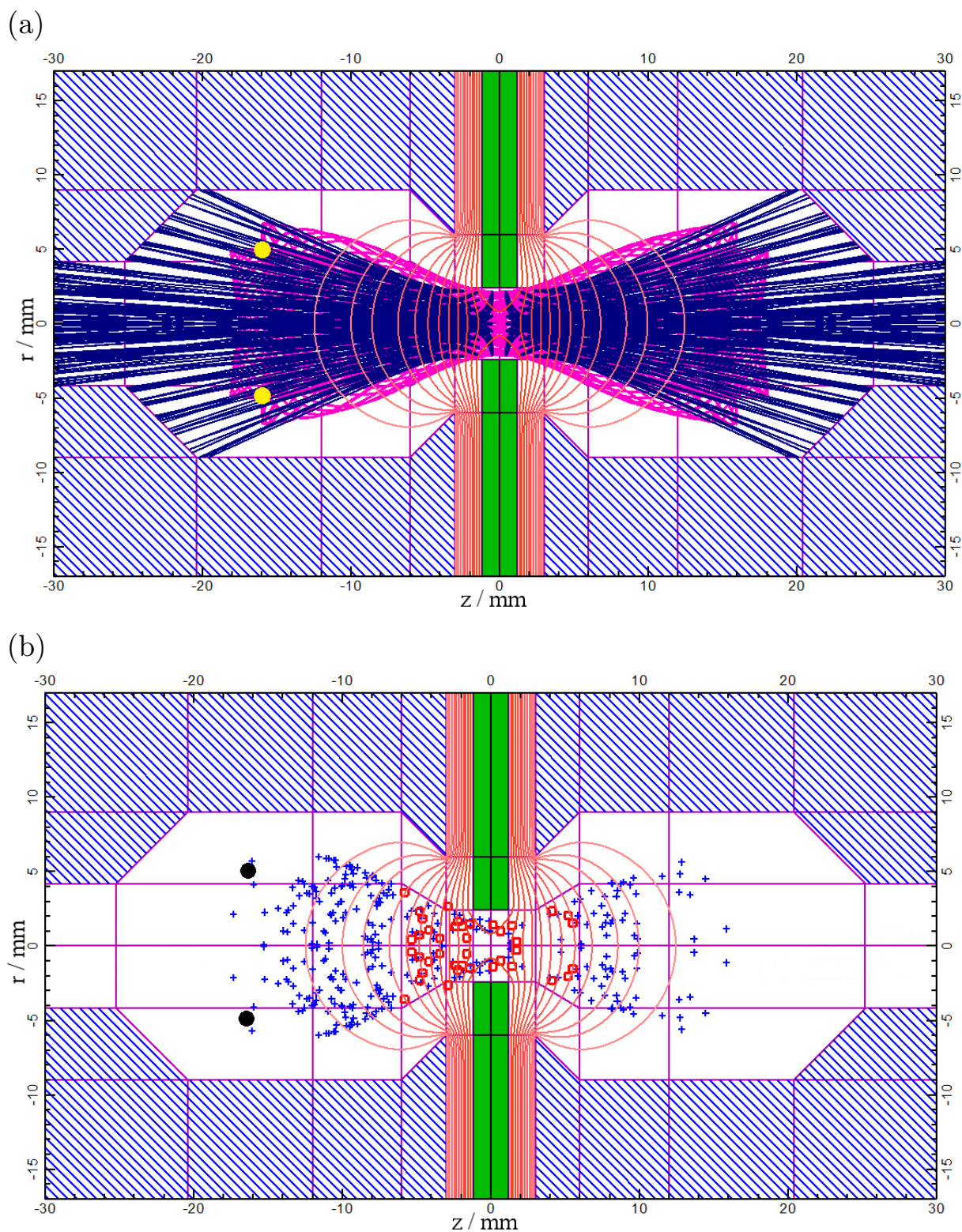
$$\Phi_{\text{SB}} = U_a - (U_a - U_e)(1 - 0,9) = 0,9U_a + (1 - 0,9)U_e, \quad (4.1)$$

kde Φ_{SB} je potenciál sedlového bodu a U_a , resp. U_e potenciály anody, resp. krajních elektrod nastavené napěťovými zdroji. Analýzou vztahu lze zjistit, že pokud $U_e = 0$, pak $\Phi_{\text{SB}} = 0,9U_a$, což je v souladu s tvrzením podsekcí 3.6.1. Opačným extrémem je případ, kdy $U_e = U_a$. Ze vztahu (4.1) plyne, že $\Phi_{\text{SB}} = U_a$, což platí také pro všechny další body v oblasti iontového zdroje. V takovém případě by však vůbec nedošlo k vytvoření sedlového pole a zdroj by tak nemohl fungovat.

Po dosazení hodnot $U_e = 4885$ V, $U_a = 5000$ V do vztahu (4.1) lze vypočítat potenciál sedlového bodu v tomto návrhu. Ten je přibližně roven 4988 V a tato hodnota odpovídá teoretické hodnotě zjištěné v simulačním modelu.

Z obrázku 4.1(a) je zřejmé, že elektrony emitované z vlákna (ružová barva) konají periodický pohyb a jejich trajektorie se kříží v sedlovém bodě, což je charakteristické právě pro iontový zdroj sedlového typu. V ideálním případě může elektron konat takový pohyb nekonečně dlouhou dobu, což samozřejmě zvyšuje pravděpodobnost ionizace a účinnost zdroje. Ionty vzniklé v okolí sedlového bodu (tmavě modrá barva) jsou přitahovány k oběma krajním elektrodám a díky otvorům v těchto elektrodách mohou být extrahovány ven ze zdroje. V simulačním modelu jsou otvory stejně velké, ovšem ve skutečnosti byl otvor na straně vlákna zmenšen a byly využívány pouze ionty směřující od vlákna. Bylo trasováno celkem 200 iontů, z nichž 63 vyletí ven ze zdroje směrem ke vzorku. Teoretická účinnost extrakce iontů je tedy přibližně 30 %.

V programu EOD byly pomocí pluginu *Collisions* [51] simulovány i fyzikální procesy odehrávající se v ionizační komoře — konkrétně elastické srážky elektronů, ionizace a excitace atomů pracovního plynu. Při simulacích byl použit tlak $p = 10^{-3}$ Pa, teplota plynu $T = 300$ K a účinné průřezy převzaté z [50]. Na obrázku 4.1(b) je zobrazen výsledek simulace, ve které bylo trasováno 1000 elektronů. Ze simulace vyplývá, že 161 elektronů se elasticky srazilo a 20 ionizovalo atomy plynu. Neproběhla žádná excitace, i přesto, že byl tento proces do simulací zahrnut. Účinnost ionizace v simulačním modelu je 2 %. Při vynásobení obou zmíněných účinností lze zjistit celkovou teoretickou účinnost iontového zdroje, která vychází cca 0,6 %. Tato hodnota je srovnatelná s účinností elektronově srážkových zdrojů — viz např. [2] (str. 131–134).



Obrázek 4.1: Iontově-optický model iontového zdroje. Modře jsou znázorněny krajní elektrody, zeleně anoda, žlutě (resp. černě) vlákno. (a) Trajektorie elektronů jsou zaznačeny růžově, trajektorie iontů tmavě modře, (b) místa elastických srážek jsou znázorněna modrými značkami, místa ionizací červenými.

4.3 Konstrukční návrh

Model iontového zdroje je vytvořen v programu SolidWorks a v maximální možné míře kopíruje vzhled iontově-optického návrhu. Při tvorbě konstrukčního návrhu bylo přihlédnuto k mnoha technickým aspektům, které umožní snadný provoz a úpravy zdroje.

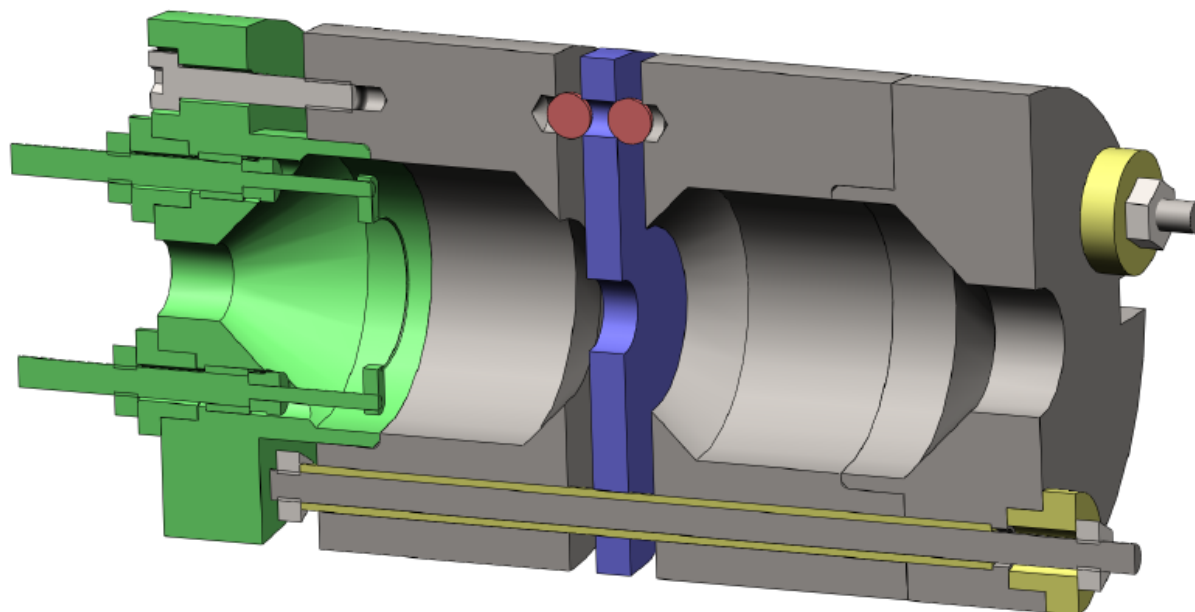
Výměnná elektroda a žhavené vlákno jsou zřejmě nejdůležitějšími částmi iontového zdroje, proto je nutné konstrukční návrh přizpůsobit těmto částem. Wolframové vlákno o průměru 0,15 mm je stočeno do kružnice o poloměru 5 mm a je bodově přivařeno na pomocné destičky. Ty jsou nalisovány na zúžené konce závitových tyčí M2, které jsou přes keramické izolační vložky vyvedeny mimo tělo zdroje. Kvůli zabránění nežádoucímu naprašování keramik jsou na zúžené části tyčí nalisovány stínící kroužky. Řez tělem zdroje je zobrazen na obrázku 4.2(a), na kterém je výměnná elektroda znázorněna zeleně.

Hlavní tělo zdroje je tvořeno zejména krajními elektrodami. Ty jsou z výrobních důvodů dělené a jejich spojení je řešeno zasunutím vnějších částí elektrod do vnitřních — viz obrázek 4.2(a). Vnitřní průměr krajních elektrod je 18 mm, u anody se průměr zmenšuje na 12 mm. Celé tělo (kromě výměnné elektrody) je spojeno svorníky, které jsou od těla zdroje izolovány keramickými tyčinkami (obrázek 4.2(a), žlutá barva). Vnější průměr těla je 34 mm, délka těla 60 mm.

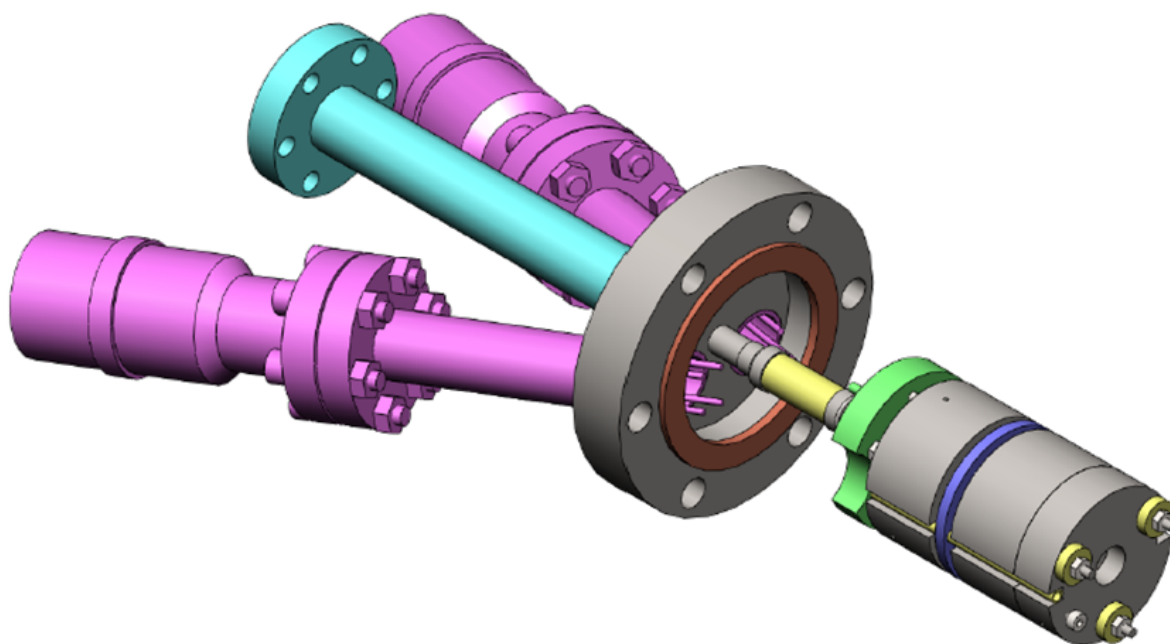
Anoda je druhou důležitou částí těla. Je tvořena úzkým diskem, v jehož středu je vyroben otvor o průměru 4,8 mm. V geometrickém středu anody se nachází sedlový bod. Elektrickou izolaci anody a vymezení vůle mezi elektrodami zajišťují dvě trojice safírových kuliček o průměru 3 mm. Anoda je na obrázku 4.2(a) znázorněna modře.

Příruba DN40CF musí být od těla zdroje izolována, protože celé tělo zdroje se nachází na vysokém potenciálu určujícím energii iontů při dopadu na vzorek. Nevodivé spojení příruby a těla je realizováno pomocí trubek a duté keramické průchodky. Tělo zdroje je k přírubě přichyceno pomocí závitu vyřezaného ve výměnné elektrodě a na trubce navazující na keramickou průchodku. Vzdálenost čela zdroje od čela příruby je 100 mm. Z vnější strany jsou na přírubu navařeny tři trubky zakončené přírubami DN16. Dvě z nich slouží pro umístění proudových a napěťových průchodek (obrázek 4.2(b), fialová barva), třetí slouží k připojení jehlového ventilu pro přívod plynu (tyrkysová barva). Celkový pohled na sestavu iontového zdroje je zobrazen na obrázku 4.2(b).

(a)



(b)



Obrázek 4.2: Konstrukční návrh iontového zdroje, (a) řez tělem zdroje, (b) celkový pohled na iontový zdroj. Zeleně naznačena výměnná elektroda, modře anoda, šedě zbytek těla, červeně safírové kuličky, žlutě izolace, fialově elektrické průchodky a tyrkysově přívod plynu.

5. Testování a optimalizace zdroje

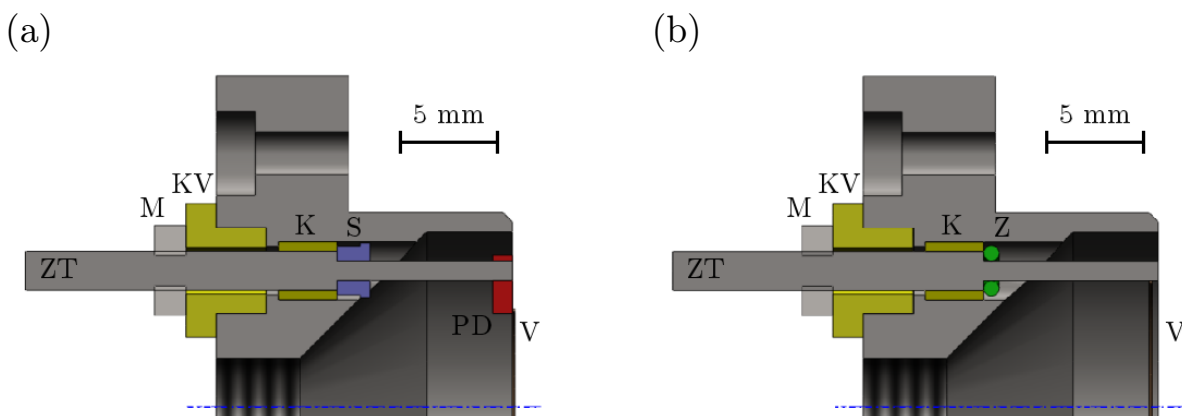
5.1 Sestavení zdroje

Jedním z hlavních výstupů mé bakalářské práce byla kompletní výkresová dokumentace iontového zdroje. Výkresy k součástem zdroje jsem po obhájení práce zadal do výroby.

Vlastní tělo zdroje, sestávající z dělených krajních elektrod a anody, bylo díky jednoduchosti návrhu vyrobeno v dílně na ÚFI FSI VUT v Brně. Celá sestava příruby (včetně keramické průchodky) musela být vyrobena s ohledem na vakuovou těsnost. To vyžadovalo provedení svarů v ochranné argonové atmosféře, a proto byla příruba vyrobena ve firmě *Vakuum Praha*. Elektrická průchodka a keramické izolace byly pořízeny od firmy *LewVac*, ostatní díly byly dostupné v Laboratoři čistých prostor na ÚFI FSI VUT.

I přes některé menší výrobní nepřesnosti bylo sestavení těla iontového zdroje jednoduché a přímočaré, na což jsem kladl velký důraz už při tvorbě konstrukčního návrhu. Sestavení proběhlo přesně podle návodu uvedeného v [4].

Poněkud obtížnější byla výroba výměnné elektrody s vláknem. Zde jsem oproti návrhu (obrázek 5.1(a)) udělal hned na počátku výroby několik změn. Z důvodu obtížné vyrobitelnosti jsem z návrhu vyřadil pomocné destičky (PD), na něž mělo být přivařeno vlákno (V), a dále stínicí kroužky (S), které měly omezovat naprašování keramik (K). Pozměněný návrh je zobrazen na obrázku 5.1(b).



Obrázek 5.1: Konstrukční návrh výměnné elektrody s vláknem, (a) dle bakalářské práce, (b) upraveno při výrobě. ZT – závitová tyč, M – matice, KV – keramická vložka, K – keramika, V – vlákno, S – stínicí kroužek, PD – pomocná destička, Z – zarážka.

Wolframové vlákno o průměru 0,15 mm jsem musel stočit do kružnice o větším poloměru (7 mm) a poté na dvou protilehlých místech bodově přivařit přímo k přívodním závitovým tyčím (ZT). Keramiky oddělující přívodní tyče od těla elektrody jsem musel zajistit proti axiálnímu pohybu, k čemuž posloužily jednoduché zarážky (Z) vyrobené z nerezového drátu přivařené k přívodním tyčím.

S takto vyrobenou sestavou vlákna na přívodních tyčích bylo třeba zacházet velmi opatrně, zejména při upevňování k tělu výměnné elektrody. Zde jsem kladl velký důraz na pevné utažení matic (M), ovšem s ohledem na zajištění minimálního pootočení přívodních tyčí právě vlivem utahování. Velmi často se stávalo, že při utahování došlo k překroucení vlákna a tedy jeho znehodnocení. Vlákno také často praskalo při neopatrné manipulaci, zejména při stáčení do kruhového tvaru nebo při bodovém svařování.

5.2 PRVNÍ EXPERIMENTY A OPTIMALIZACE

Navzdory těmto obtížím jsem úspěšně vyrobil i výměnnou elektrodu s vláknem. Tu už stačilo jen vsunout do připraveného těla zdroje a upevnit pomocí šroubu.

Další fáze sestavení zdroje se týkala příruby. Ke středovému portu DN16 jsem přes redukci připevnil jehlový ventil sloužící k napouštění pracovního plynu do ionizační komory. K jednomu ze „šikmých“ portů jsem přišrouboval vysokonapěťovou vakuovou průchodku se čtyřmi izolovanými vývody. Jelikož se přírodní tyče na vakuové straně průchodky nacházely v těsné blízkosti stěny trubky, obložil jsem tuto stěnu kaptonovou folií pro zamezení elektrického průrazu. Druhý „šikmý“ port mohl být pro tuto chvíli zaslepen, protože čtyři vývody průchodky stačily ke zprovoznění zdroje.

Závěrečnou fází sestavení tvořilo elektrické spojení těla zdroje s přírodními tyčemi průchodky. K tomu byly použity standardní měděné dráty s izolační vrstvou kaptonu. Tloušťka drátů byla zvolena tak, aby dráty bezpečně snesly vysoká napětí a proudy potřebné k chodu zdroje.

Fotografie zdroje v průběhu sestavování jsou zobrazeny na obrázcích 5.2(a)–(d). Na obrázku 5.2(a) je většina dílů potřebných k sestavení iontového zdroje; detail výměnné elektrody s vláknem je na obrázku 5.2(b); detail těla iontového zdroje na obrázku 5.2(c) a celkový pohled na iontový zdroj včetně příruby, jehlového ventilu a vakuové průchodky na obrázku 5.2(d).

5.2 První experimenty a optimalizace

Sestavený iontový zdroj jsem poté umístil do testovací vakuové aparatury, která byla čerpána turbomolekulární vývěvou *Edwards EXT250* a rotační vývěvou *Pfeiffer Duo 5M*. K měření tlaku v komoře byla použita ionizační měrka *Tesla Minion Vac KU803* pracující v rozsahu tlaků 10^{-2} až 10^{-7} Pa.

Klíčovou roli v naprosté většině experimentů hrála *Faradayova sonda* sloužící k měření iontového proudu. Sonda (znázorněná v pravé části obrázku 5.3) se skládá ze tří deskových elektrod — čelní, odpuzovací a sběrné. Ty jsou od sebe odděleny keramickými podložkami, které zajišťují elektrickou izolaci mezi elektrodami. V čelní elektrodě je vyvrtán otvor o průměru 1,6 mm, vstupní apertura sondy má tedy plochu přibližně 2 mm². Otvor odpuzovací elektrody má průměr o něco větší než u čelní elektrody a je vyplněn mřížkou tvořenou velmi tenkými wolframovými dráty. Tato mřížka zajišťuje přibližně konstantní potenciál na celé ploše otvoru, přičemž ponechává propustnost otvoru pro ionty téměř nezměněnou. Celá Faradayova sonda je obalena tenkým nerezovým plechem, který jednak eliminuje zkreslení měřeného proudu vlivem „zbloudilých“ částic a také chrání před naprašováním keramiku, na níž je sonda umístěna. Plech je vodivě spojen s čelní elektrodou a jeho plocha vystavená iontovému svazku má rozměry 16 × 68 mm². Sonda je přes keramiku spojena s tyčí posuvného manipulátoru, který umožňuje vertikální posuv (v ose x kolmé na osu iontového zdroje) v rozmezí 50 mm. Čelní plocha sondy se ve všech experimentech nachází v neměnné vzdálenosti přibližně 70 mm od čela iontového zdroje.

Elektrické zapojení Faradayovy sondy použité při prvních experimentech je taktéž znázorněno na obrázku 5.3. Všechny elektrody jsou uzemněny a k čelní elektrodě je připojen citlivý pikoampérmetr měřící iontový proud. V Laboratoři čistých prostor jsou dostupné dva různé pikoampérmetry — *Keithley 602* (analogový) a *Keithley 485* (digitální). V převážné většině experimentů jsem využíval první zmiňovaný přístroj.

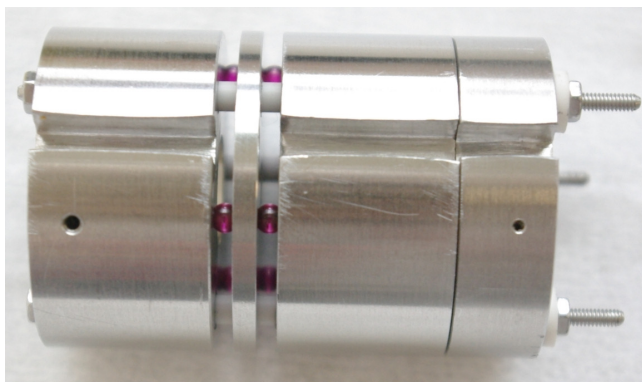
(a)



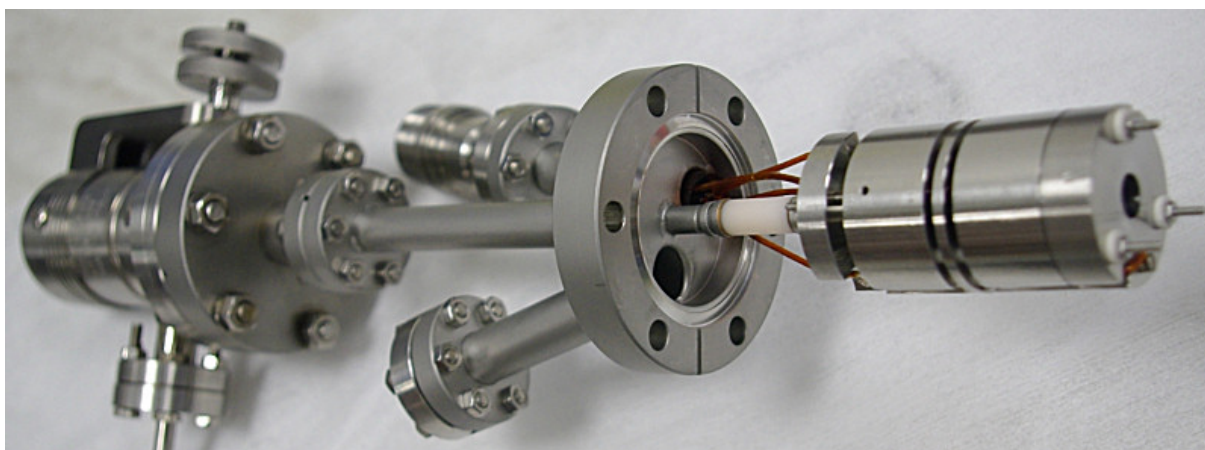
(b)



(c)



(d)



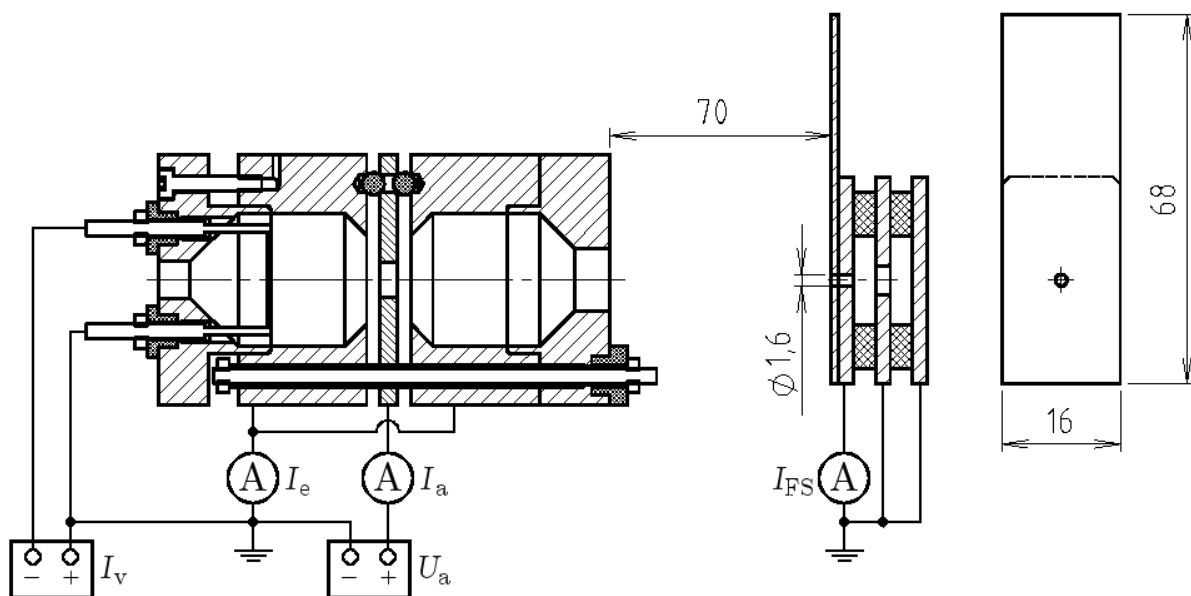
Obrázek 5.2: Fotografie iontového zdroje v průběhu sestavování. (a) Vyrobené a nakoupené díly, (b) detail výměnné elektrody s vláknem, (c) detail sestaveného těla iontového zdroje a (d) celkový pohled na sestavu iontového zdroje s přírubou, ventilem a průchodkou.

5.2 PRVNÍ EXPERIMENTY A OPTIMALIZACE

Schéma elektrického zapojení iontového zdroje je zobrazeno na obrázku 5.3. Při počátečním testování a prvotních experimentech byly obě krajní elektrody zdroje vodivě spojeny a uzemněny. Ke krajním elektrodám byl připojen ampérmetr sloužící k měření proudu I_e protékajícího těmito elektrodami.

Potenciál anody U_a byl nastavován pomocí napěťového zdroje *Statron 3230.8* s rozsahem 0 až 150 V (0 až 0,4 A). V pozdějších experimentech byl tento zdroj nahrazen výkonnějším napěťovým zdrojem *FuG Elektronik HCN 35-3500* s rozsahem 0 až 3,5 kV (0 až 10 mA). K anodě byl taktéž připojen ampérmetr pro zjišťování proudu I_a protékajícího anodou.

Ke žhavení katody byl použit proudový zdroj *Statron 3234.0* s rozsahem 0 až 24 A (0 až 32 V), přičemž kladný pól zdroje byl uzemněn. Jako pracovní plyn byl ve všech experimentech použit dusík o vysoké čistotě 6.0 (99,9999 %).



Obrázek 5.3: Schéma elektrického zapojení iontového zdroje při prvních experimentech. Ve schématu jsou taktéž naznačeny základní rozměry a elektrické zapojení Faradayovy sondy.

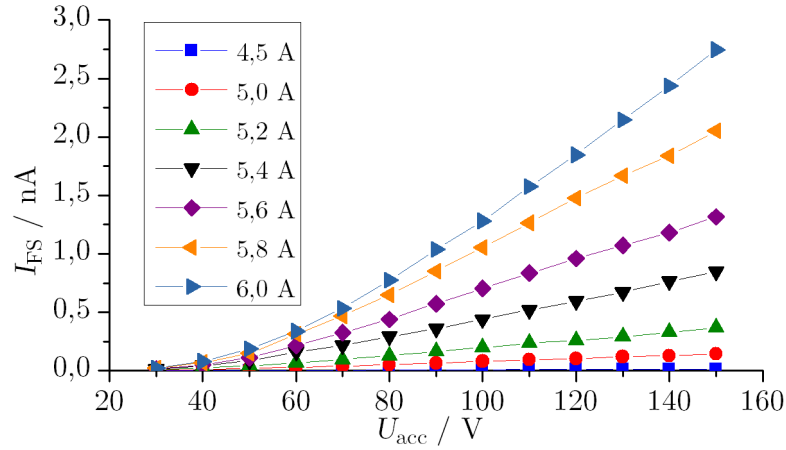
Prvním provedeným experimentem bylo měření závislosti iontového proudu I_{FS} (měřeného na čelní ploše Faradayovy sondy) na urychlovacím napětí elektronů U_{acc} , které je v případě uzemněných krajních elektrod zdroje dáno přímo potenciálem anody U_a . Měření jsem provedl pro různé žhavicí proudy vlákna I_v . Tlak pracovního plynu (dusíku) v ionizační komoře byl nastaven na 1×10^{-3} Pa v souladu se simulačním modelem.

Se zvyšujícím se žhavicím proudem I_v roste teplota vlákna T a s ní roste podle Richardsonovy-Dushmanovy rovnice (3.1) také proudová hustota elektronů j_e . Podle rovnice (3.3) lze očekávat, že pro vyšší proudovou hustotu elektronů bude vystupující iontový proud také vyšší (při zachování ostatních členů rovnice konstantních). Dále lze očekávat, že při konstantním žhavení vlákna, tlaku a teplotě pracovního plynu bude závislost iontového proudu na urychlovacím napětí připomínat průběh ionizačního srážkového průřezu — viz např. obrázek 2.2(b).

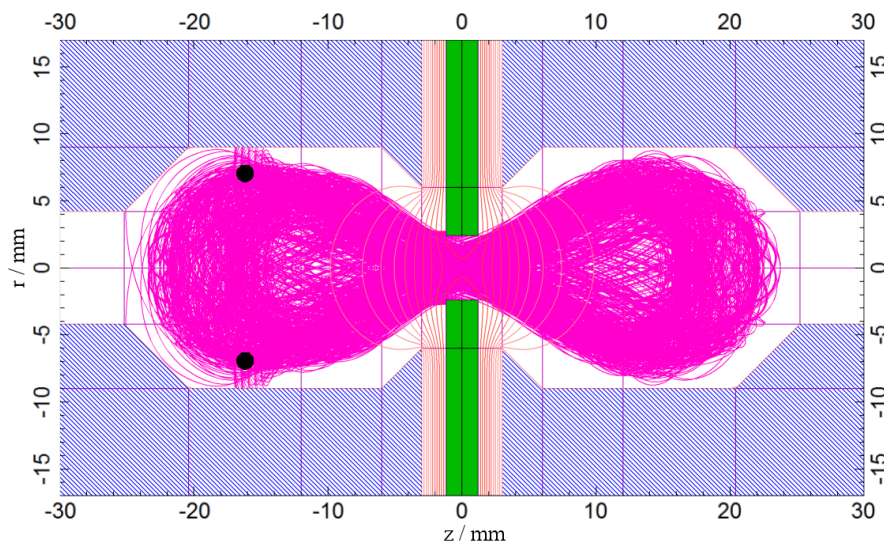
Graf naměřených závislostí je zobrazen na obrázku 5.4. Lze vidět, že pro vyšší žhavicí proudy je naměřený iontový proud vyšší, což je v souladu s teorií. Všechny závislosti jsou však téměř lineární a naprosto neodpovídají průběhu srážkového průřezu. Experiment

jsem ještě zopakoval s výkonnějším napěťovým zdrojem schopným dosáhnout vyšších urychlovacích napětí. Vybral jsem však pouze jednu hodnotu žhavicího proudu, konkrétně 5 A ($U_v = 2$ V). Tato závislost je znázorněna modrou barvou v grafu na obrázku 5.6(a). Pro vyšší urychlovací napětí začíná průběh připomínat kvadratickou závislost, nicméně opět neodpovídá srážkovému průřezu.

Skutečnost, že si teoretické a naměřené závislosti neodpovídají, vedla k domněnce, že velikost iontového proudu je omezena nízkým počtem elektronů, které procházejí okolo sedlového bodu. Jednou z možností nedostatečného počtu elektronů je nízká teplota vlákna. Tuto možnost jsem však vyloučil, neboť lineární závislosti iontového proudu na urychlovacím napětí byly pozorovány v celém měřeném rozsahu žhavicích proudů (a tedy při různých teplotách vlákna). Přiklonil jsem se tedy k druhé možnosti, ve které je nízký počet elektronů způsoben tím, že velké procento jich narazí do některé z krajních elektrod či do anody aniž by došlo k ionizaci. Tato domněnka byla potvrzena pomocí simulace v EOD, jejíž výsledek je zobrazen na obrázku 5.5. Změnou umístění vlákna totiž došlo k vytvoření nestabilních trajektorií, které vedly k nárazu do krajních elektrod či anody.



Obrázek 5.4: Graf závislosti iontového proudu na urychlovacím napětí elektronů pro různé žhavicí proudy.



Obrázek 5.5: EOD simulace demonstrující ztráty elektronů vlivem jejich nárazu do krajních elektrod a anody. Změnu trajektorií elektronů lze srovnat s obrázkem 4.1(a).

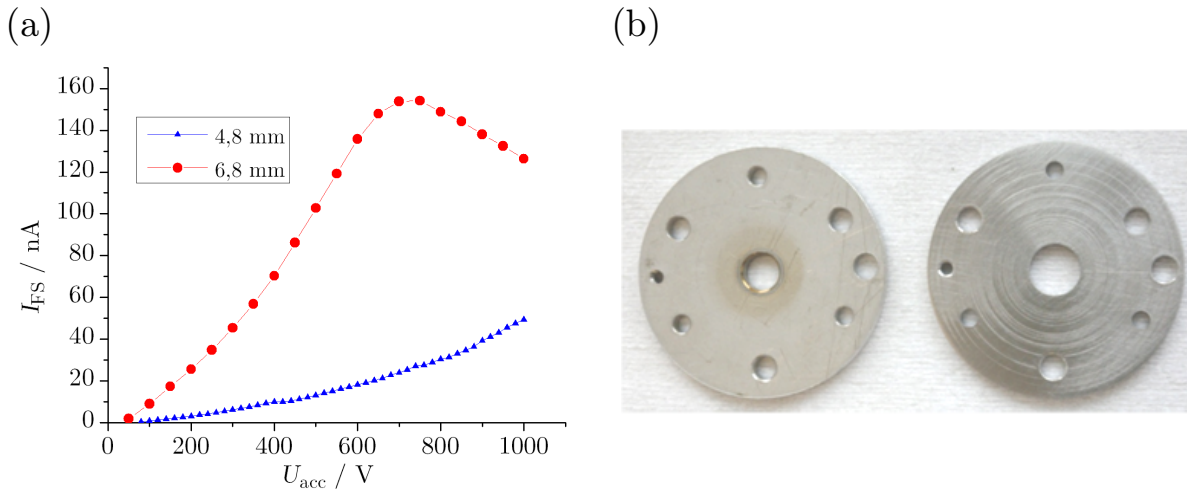
5.3 MĚŘENÍ ELEKTRONOVÉHO PROUDU

Řešení problému bylo nasnadě — pozměnit tvar či rozměry dílů tvořících iontový zdroj. Jelikož krajní elektrody svým tvarem ovlivňují sedlové pole, nebylo vhodné jejich tvar měnit. Rozhodl jsem se tedy pozměnit anodu, konkrétně velikost středového otvoru. Simulacemi v EOD jsem zjistil, že optimální hodnota průměru otvoru je 6,8 mm. Při této hodnotě ještě nedocházelo k výrazné změně tvaru sedlového pole, byl však ve velké míře zredukován počet elektronů, které narazí do anody. Změnou průměru středového otvoru však došlo ke změně potenciálu sedlového bodu, resp. číselného koeficientu v rovnici (4.1). V EOD jsem zjistil, že při uzemnění krajních elektrod dosahuje potenciál sedlového bodu přibližně 79 % potenciálu anody. Rovnice pro výpočet má tedy tvar

$$\Phi_{SB} = U_a - (U_a - U_e) (1 - 0,79) = 0,79U_a + (1 - 0,79) U_e. \quad (5.1)$$

Na základě této optimalizace jsem vytvořil nový výkres (viz příloha), který jsem zadal do výroby. Fotografie obou anod jsou zobrazeny na obrázku 5.6(b) — původní anoda s průměrem středového otvoru 4,8 mm se nachází vlevo, nová anoda se středovým otvorem 6,8 mm vpravo.

Novou anodu jsem vložil do iontového zdroje a experiment (měření závislosti iontového proudu na urychlovacím napětí elektronů) zopakoval. Žhavicí proud jsem nastavil opět na 5 A (2 V). Výsledek experimentu je znázorněn červenou barvou v grafu na obrázku 5.6(a). Je vidět, že došlo nejen k několikanásobnému zvýšení iontového proudu, ale také ke změně průběhu závislosti na urychlovacím napětí. Tento průběh se již více podobá průběhu účinného srážkového průřezu. Maximum průběhu se však vyskytuje až u relativně vysoké hodnoty U_{acc} a náběh k maximu není tak strmý jako u srážkového průřezu.



Obrázek 5.6: Srovnání výsledků získaných s původní a s novou anodou. (a) Graf závislosti iontového proudu na urychlovacím napětí elektronů při žhavicím proudu 5 A ($U_v = 2$ V), (b) fotografie obou anod (původní anoda vlevo, nová vpravo).

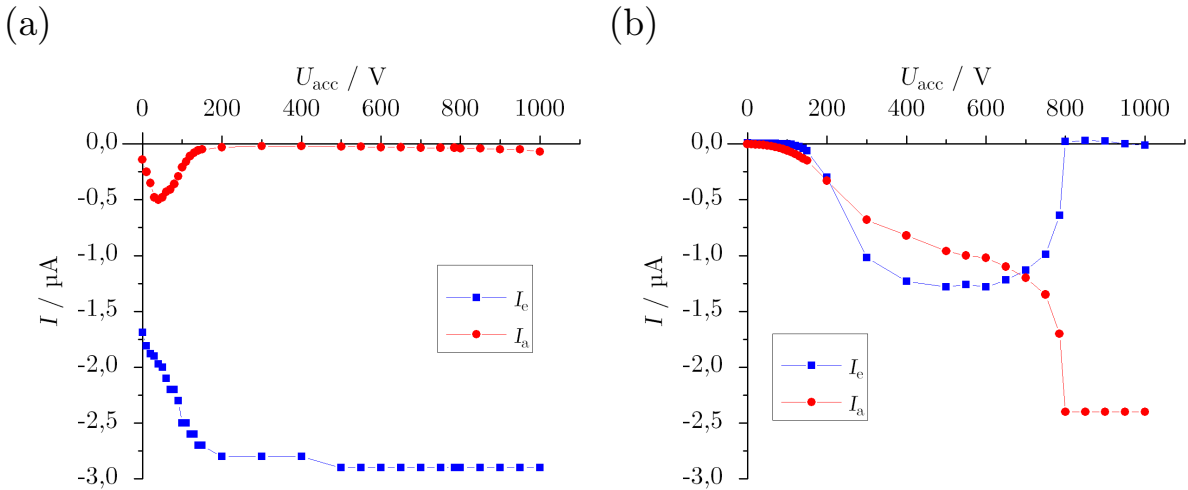
5.3 Měření elektronového proudu

Po těchto experimentech nastala dlouhá fáze, v níž jsem měřil proud elektronů procházející jednotlivými díly zdroje. Cílem bylo zjistit, kolik elektronů se vyskytuje v ionizační komoře a kolik jich narazí do krajních elektrod a do anody.

Provedl jsem velké množství experimentů, v nichž jsem měřil proudy I_e a I_a při různých pracovních parametrech zdroje. Výsledky těchto experimentů se však ukázaly být

bezcné pro porovnávání. I při zachování naprosto stejných podmínek jsem při více měřeních obdržel naprosto odlišné hodnoty, které nemohly být způsobeny chybou přístroje nebo nepřesností měření. Rozhodl jsem se přijít na příčinu problému a odstranit ji.

Jedním z provedených experimentů bylo sledování vlivu různých elektrických zapojení vlákna. Až doposud jsem elektrický obvod zapojoval dle schématu na obrázku 5.3. Měřil jsem závislost proudů I_e a I_a na urychlovacím napětí U_{acc} při uzemněných krajních elektrodách. Do komory nebyl napouštěn žádný plyn a tlak se pohyboval v řádu 10^{-5} Pa. Žhavicí proud jsem nastavil na 5,5 A (1,7 V). Výsledek experimentu je zobrazen v grafu na obrázku 5.7(a). Poté jsem experiment zopakoval s jediným rozdílem — u proudového zdroje I_v jsem uzemnil záporný pól. Očekával jsem, že výsledky obou měření budou stejné nebo alespoň velmi podobné. Rozdíl ve výsledcích je však patrný na první pohled — při uzemněném záporném pólu zdroje (viz obrázek 5.7(b)) je průběh závislosti naprosto odlišný od situace, v níž je uzemněn kladný pól. Naměřené hodnoty proudu I_e jsou navíc pro napětí $U_{acc} < 100$ V *kladné*, což odporuje představě o měření elektronů. V neposlední řadě se také objevuje určitá kritická hodnota napětí ($U_{acc} = 789$ V), při níž dochází k razantní změně v průběhu závislosti. Toto chování bylo nečekané a velmi překvapující.



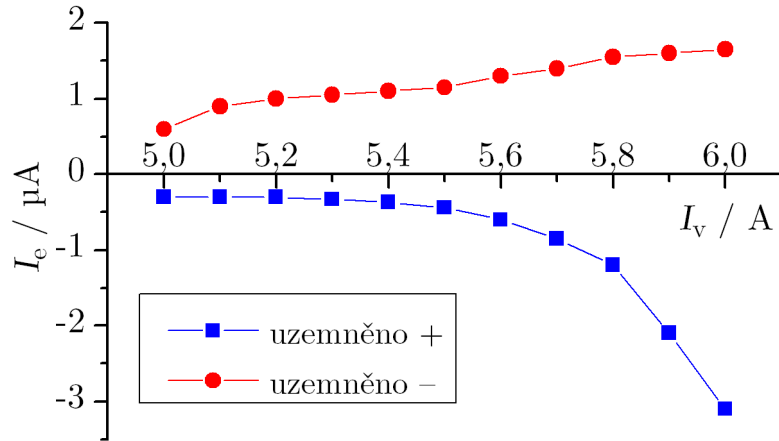
Obrázek 5.7: Graf závislosti proudů procházejících krajními elektrodami a anodou na urychlovacím napětí elektronů. Uzemněn (a) kladný pól, (b) záporný pól proudového zdroje.

Druhým podobným experimentem bylo měření proudu I_e v závislosti na žhavicím proudu I_v , a to opět pro uzemněný kladný a záporný pól zdroje. Potenciál krajních elektrod i anody jsem nastavil na 0 V. Výsledky jsou zobrazeny na obrázku 5.8. Opět jsou vidět rozdílné průběhy a velice zarážející kladné hodnoty při uzemněném záporném pólu. Důvod naměření těchto hodnot bude objasněn v sekci 5.4.

Do této chvíle byly obě krajní elektrody zdroje vodivě spojeny. Abych proměřil proud procházející jednotlivými krajními elektrodami, přerušil jsem toto spojení. K oběma elektrodám jsem připojil izolované dráty a ty jsem spojil s dvěma různými vývody v keramických průchodkách. Kvůli nedostatku vývodů na původní průchodce jsem musel k původně zaslepenému portu DN16 připojit další vakuovou průchodku. Přerušením vodivého spojení krajních elektrod jsem také zajistil možnost na nich nastavovat odlišné potenciály.

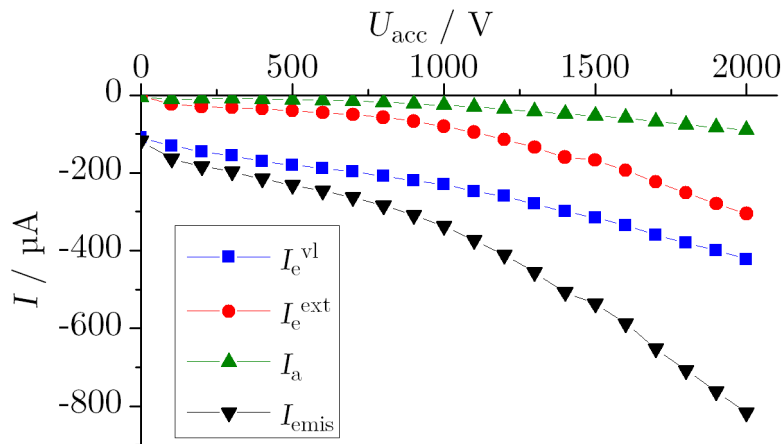
Na obrázku 5.9 je znázorněn graf závislosti proudů procházejících jednotlivými částmi zdroje na urychlovacím napětí U_{acc} (krajní elektrody byly opět uzemněny). Žhavicí proud jsem tentokrát nastavil na 6 A (1,8 V) a uzemnil jsem kladný pól zdroje. Z grafu lze vidět,

5.3 MĚŘENÍ ELEKTRONOVÉHO PROUDU



Obrázek 5.8: Graf závislosti proudu procházejícího krajními elektrodami na žhavicím proudu pro uzemněný kladný a záporný pól zdroje.

že při nízkých urychlovacích napětích většina elektronů naráží do krajní elektrody blíže k vláknu (proud I_e^{vl}). To je způsobeno skutečností, že se vlákno nachází velmi blízko této elektrody a sedlové pole ještě není natolik silné, aby efektivně přitáhlo emitované elektrony k anodě. Nenulový proud procházející krajní elektrodou na opačné straně zdroje („extrakční“ elektroda, proud I_e^{ext}) však svědčí o tom, že elektrony procházejí oblastí sedlového bodu na druhou stranu zdroje. Tento proud stejně jako anodový proud I_a roste s rostoucím urychlovacím napětím, což je způsobeno silnějším sedlovým polem, které přitahuje více emitovaných elektronů. Je velmi dobře vidět, že jen malé procento elektronů narazí do anody, což potvrzuje vhodnost použití nové anody s větším středovým otvorem. Zvětšující se emisní proud $I_{emis} = I_e^{vl} + I_e^{ext} + I_a$ je zřejmě způsoben tím, že nenulové elektrické pole na povrchu vlákna napomáhá elektronům k úniku [15].



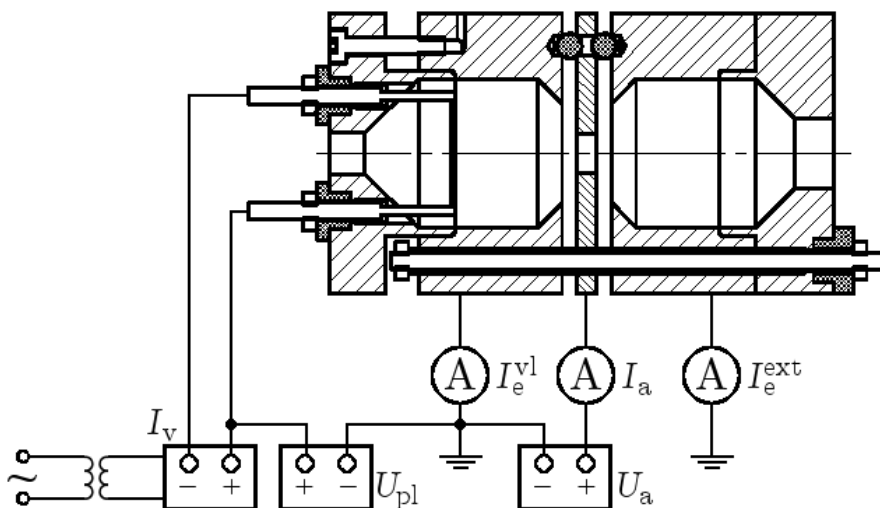
Obrázek 5.9: Graf závislosti proudu procházejícího jednotlivými částmi zdroje na urychlovacím napětí elektronů.

Ani po sérii provedených experimentů jsem nebyl schopen odhalit příčinu podivného a nepředvídaného chování zdroje. Z předchozích výsledků jsem však vytušil, že problémy souvisí s vláknem, případně jeho uchycením či elektrickým obvodem.

5.4 Příčina nepředvídaného chování zdroje

V původním návrhu z bakalářské práce i ve skutečně vyrobené výměnné elektrodě bylo zajištěno nevodivé spojení této elektrody a vlákna pomocí keramik — viz obrázek 5.1. Díky tomu bylo možné nastavit na obou součástech různé potenciály. Doposud byly obě součásti uzemněny a potenciálový rozdíl způsobený průchodem proudu vláknem U_v byl zanedbáván (v žádném experimentu nepřekročil hodnotu 2 V).

Pokusil jsem se tedy provést novou sadu experimentů, při nichž by potenciál vlákna mohl být libovolně vyšší než potenciál krajních elektrod. Tímto opatřením by se značně omezil počet elektronů narážejících do těchto elektrod. K nastavení potenciálu vlákna sloužil zdroj plovoucího napětí U_{pl} . Název *plovoucí* plyne ze skutečnosti, že proudový zdroj I_v je napájen ze sítě přes izolující transformátor a je tudíž oddělený od země. Potenciál skříně zdroje je pak stejný jako potenciál vlákna a je nastavován právě napěťovým zdrojem U_{pl} . Pro zamezení možnosti úrazu vlivem elektrického proudu musel být proudový zdroj I_v umístěn do nevodivého plastového boxu a ovládán pomocí nevodivé tyčinky. Schéma zapojení je znázorněno na obrázku 5.10.



Obrázek 5.10: Schéma elektrického zapojení se zdrojem plovoucího napětí a proudovým zdrojem vlákna odděleným pomocí izolujícího transformátoru.

Měření proudu procházejícího díly zdroje při různých potenciálech vlákna však bylo narušeno nepříznivým jevem. S měněním se U_{pl} jsem naměřil nenulový proud procházející elektrodou blíže k vláknu (I_e^{vl}), a to i v případě, že vláknem neprocházel žádný proud (zdroj I_v byl vypnutý). Když jsem poté při stejném zapojení měřil napětí mezi zemí a elektrodou u vlákna, naměřil jsem vždy právě napětí nastavené zdrojem U_{pl} . Díky tomuto experimentu jsem přišel na příčinu všech předchozích problémů.

Problémem byl totiž chybný předpoklad, že výměnná elektroda a vlákno jsou nevodivě spojené. Kontrolou vnitřního uložení vlákna v elektrodě jsem neodhalil žádný mechanický kontakt dvou kovových částí. Za elektrické spojení tedy musela být zodpovědná jedna z keramických součástí výměnné elektrody. Měřením odporu mezi přívodní tyčí a jednou z keramik K (viz obrázek 5.1) jsem zjistil, že hodnota odporu je sice vysoká, řádově $10^7 \Omega$, ale nikoli nekonečně velká jako v případě skutečně nevodivého spojení.

5.5 OPTIMALIZACE TVARU A UCHYCENÍ VLÁKNA

Vodivé spojení přívodní tyče s výměnnou elektrodou bylo s největší pravděpodobností způsobeno vytvořením tenké vodivé vrstvy na povrchu keramiky vlivem iontového naprašování. Za tento problém může zřejmě absence stínících kroužků S, které jsem nezahrnul do výrobního procesu — viz sekce 5.1. Keramiky K tak zřejmě nebyly dostatečně stíněny před ionty vznikajícími v komoře a urychlovanými směrem ke krajní elektrodě.

Tímto zjištěním lze vysvětlit mnoho předchozích „nečekaných“ výsledků, zejména pak závislost proudu I_e na žhavicím proudu I_v — viz graf na obrázku 5.8. Pokud je totiž vlákno vodivě spojeno s výměnnou elektrodou, pak se žhavicí proud procházející obvodem musí rozdělit do dvou větví — do vlákna a do elektrody, přes kterou pak teče do země. Poměr mezi těmito dvěma proudy závisí na poměru odporů jednotlivých větví. Odpor vlákna se pohybuje v řádu desetin či jednotek Ω , zatímco odpor mezi keramikou a elektrodou je přibližně $10^7 \Omega$. Proto i nadále prochází naprostá většina proudu vláknem a umožňuje tak emisi elektronů. Nezanedbatelná část proudu však prochází přes keramiku do elektrody a poté je odvedena přes ampérmetr do země. Se zvyšujícím se žhavicím proudem se pak logicky zvyšuje i měřený proud I_e , což znázorňuje červená křivka v grafu 5.8. V případě uzemnění kladného pólu zdroje (modrá křivka) se měřený proud skládá ze dvou příspěvků. Prvním z nich je opět proud tekoucí přes keramiku. Druhý, převažující příspěvek je proud tekoucí opačným směrem způsobený elektrony, které jsou ke krajní elektrodě přitahovány díky tomu, že potenciál vlákna podél jeho délky klesá do záporných hodnot.

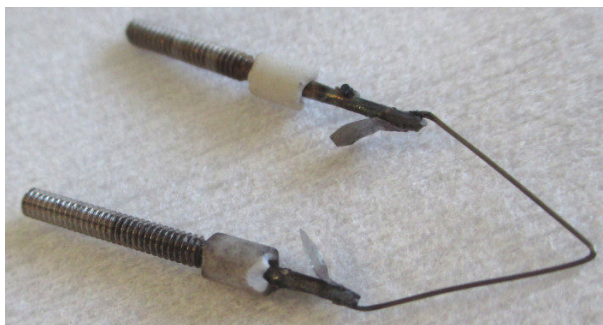
5.5 Optimalizace tvaru a uchycení vlákna

Naprašené keramiky K jsem musel vyměnit, aby zdroj dále mohl pracovat podle očekávání. Keramiky však byly na přívodních tyčích zajištěny pomocí zarážek Z, které jsem také musel odstranit. Nové keramiky i zarážky jsem nainstaloval stejně jako v původním provedení.

Velkou změnou však prošlo samotné vlákno. V předchozím návrhu byl drát stočen do kružnice a na dvou protilehlých místech přivařen k přívodním tyčím. Tím se žhavicí proud rozděloval do dvou větví vlákna a celkový výkon vlákna nebyl příliš vysoký. Navíc výroba takového uspořádání byla velmi náročná, jak již bylo zmíněno v sekci 5.1. Rozhodl jsem se tedy pozměnit tvar vlákna s ohledem na jeho vyšší výkon a snadnější výrobu. Chtěl jsem také přiblížit vlákno k ose zdroje, abych omezil počet elektronů dopadajících na krajní elektrody. Z těchto důvodů jsem zvolil klasický tvar vlásenky, který je zobrazen na obrázku 5.11. K výrobě jsem použil silnější wolframový drát o průměru přibližně 0,3 mm — zejména kvůli větší mechanické pevnosti při ohýbání drátu. Celkovou délku vlákna jsem omezil na 25 mm, aby špička vlásenky nebyla příliš blízko sedlového bodu a tím neovlivňovala jeho potenciál.

Na přívodní tyče jsem navíc přivařil stínící destičky z tenkého nerezového plechu, abych alespoň částečně omezil naprašování keramik. Poloha těchto destiček vůči výměnné elektrodě musela být vhodně zvolena, aby nedošlo k jejich kontaktu při provozu zdroje, ale aby bylo zajištěno efektivní stínění keramik před ionty.

Nově vyrobenou katodu jsem vložil do iontového zdroje a po jejím odplynění jsem začal provádět další experimenty. Cílem bylo zjistit, zda výměnou keramik došlo k odstranění problému. K ověření posloužil jednak experiment se zdrojem plovoucího napětí popsany v sekci 5.4 a pak také měření proudu procházejícího elektrodou u vlákna v závislosti na jejím potenciálu.



Obrázek 5.11: Nové vlákno ve tvaru vlásenky na přívodních tyčích. Ke stínění keramik jsou na tyče přivařeny stínicí destičky.

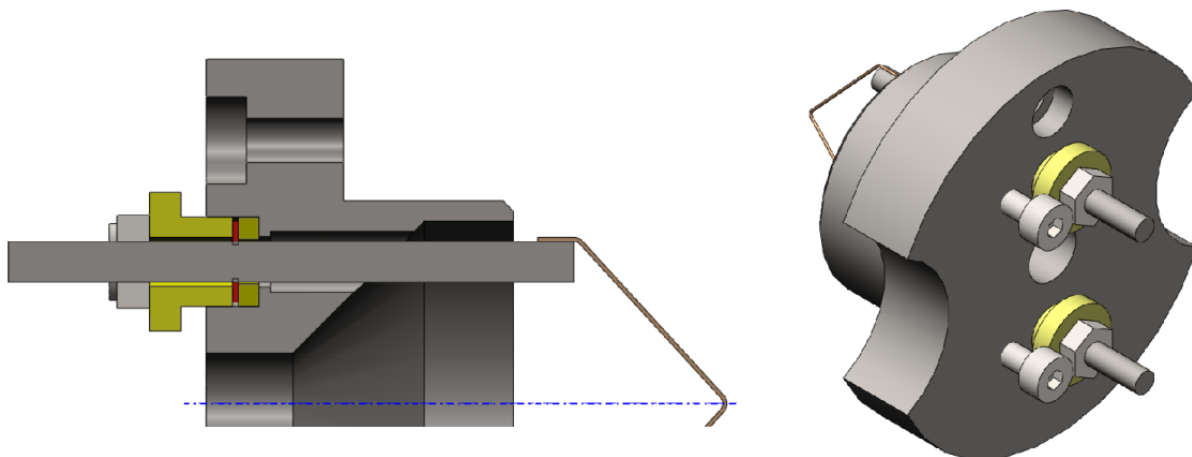
Oba experimenty proběhly podle očekávání a potvrdily tak správnost domněnky o naprášené keramice. Při prvním zmíněném experimentu jsem nenaměřil žádný proud I_e^{vl} při změně plovoucího napětí U_{pl} (při nulovém žhavicím proudu). V druhém experimentu jsem nastavil žhavicí proud na 5 A (1,8 V) a měnil potenciál krajní elektrody blíže k vláknu tak, aby k ní byly přitahovány emitované elektrony. Experiment jsem provedl pro obě možnosti uzemnění pólu proudového zdroje a zjistil, že výsledky jsou v rámci nepřesnosti měření *shodné*. To znamená, že naměřený proud je tvořen pouze emitovanými elektrony a nikoli proudem procházejícím přes keramiku.

Poté jsem opět přistoupil k měření iontového proudu na Faradayově sondě. Začal jsem se však potýkat s dalšími problémy. Měřený iontový proud byl nestabilní a velmi nízký v porovnání s dříve naměřenými hodnotami. Stínicí destičky navíc častokrát přišly do styku s výměnnou elektrodou, což vždy vyžadovalo přerušování experimentu, rozebrání zdroje a úpravu pozice či tvaru destiček. Postupně jsem začal opět pozorovat stejné chování jako dříve. Vše znovu nasvědčovalo na naprášené keramiky, což se měřením odporu potvrdilo.

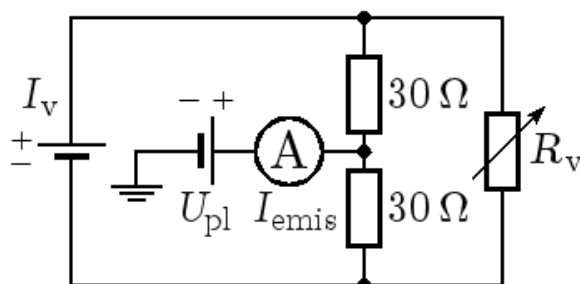
Bylo tedy nutné vymyslet jiný způsob uchycení přívodních tyčí a vlákna, aby již nedocházelo k naprašování keramik, ale aby zůstala funkce vlákna zachována. Řešení si vyžádalo menší úpravu výměnné elektrody a je znázorněno na obrázku 5.12. Veškeré keramické části uvnitř zdroje byly odstraněny a umístěny až za osazení z vnější strany elektrody. Axiální zajištění pohybu keramik je vyřešeno pomocí šroubů, které jsou taktéž z vnější strany zašroubovány do výměnné elektrody. Na přívodní závitové tyče, které již nejsou na konci zúženy, jsou nasazeny a přivařeny nerezové podložky M1,6 (znázorněny červeně). Podložky jsou umístěny mezi keramikami, čímž je zajištěno pevné a nevodivé uchycení vlákna k výměnné elektrodě. Stínicí destičky se již v návrhu nevyskytují.

Zároveň se změnou uchycení vlákna jsem upravil i jeho elektrické zapojení — viz obrázek 5.13. Paralelně s vláknem (proměnný odpor R_v) je zapojena dvojice rezistorů, každý s odporem 30 Ω , a do místa jejich spojení je připojen ampérmetr měřící emisní proud I_{emis} . K ampérmetru je dále připojen vývod z napěťového zdroje U_{pl} . Vlákno je obvyklým způsobem připojeno k proudovému zdroji I_v . Toto zapojení je převzato z [52].

Zapojení s rezistory má několik výhod. První a zřejmě nejdůležitější výhodou je skutečnost, že potenciál středu vlákna přesně odpovídá potenciálu nastavenému napěťovým zdrojem U_{pl} (který může být i nulový). Póly proudového zdroje nejsou uzemněny, čímž odpadá otázka, zda je lepší provozovat zdroj s uzemněným kladným, nebo záporným pólem. Třetí výhodou je připojení ampérmetru do uzlu mezi rezistory. Elektrony, které vlákno ztratí vlivem termoemise, se projeví na ampérmetru jako kladný proud tekoucí do země.



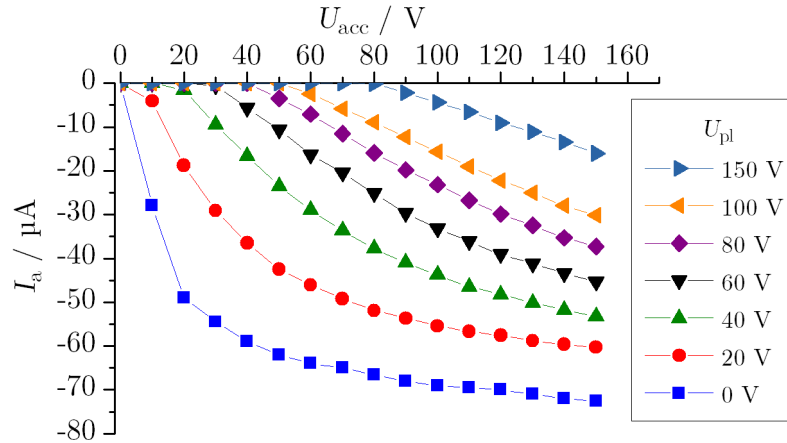
Obrázek 5.12: Druhá úprava výměnné elektrody omezující naprašování keramik.



Obrázek 5.13: Upravený elektrický obvod vlákna se dvěma rezistory zapojenými paralelně k vláknu.

Lze tak přímo měřit emisní proud I_{emis} bez nutnosti měřit (a sčítat) proudy procházející jednotlivými částmi zdroje. V neposlední řadě slouží paralelní zapojení rezistorů jako ochrana vlákna proti přepálení vlivem velkého žhavicího proudu I_v . S rostoucím žhavicím proudem se zvyšuje teplota vlákna a tudíž i jeho odpor. Tím se mění poměr odporů dvou větví obvodu, čímž se mění poměr proudů tekoucích jednotlivými větvemi. Při vyšších teplotách pak vláknem prochází menší proud, čímž dochází k vytvoření rovnováhy a saturaci teploty. Všechny zmiňované vlastnosti zapojení jsem ověřil simulací v programu *Analog Circuit Simulator* [53].

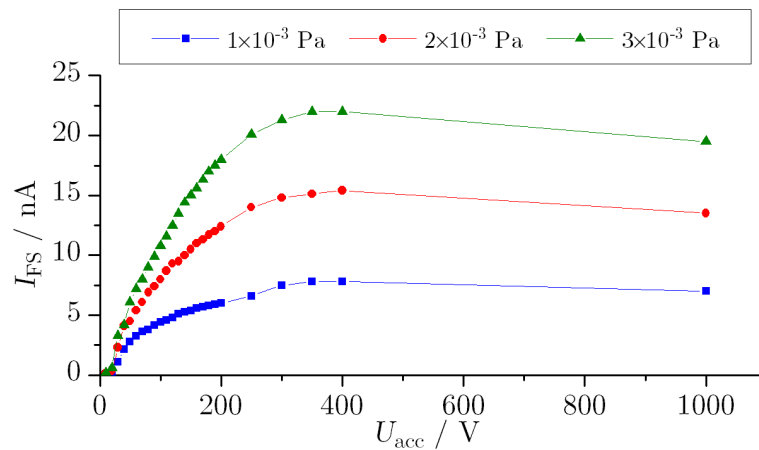
S takto upraveným vláknem a zapojením jsem mohl proměřit vlastnosti iontového zdroje při plovoucím potenciálu vlákna. Opět jsem proměřil závislost elektronového proudu procházejícího jednotlivými částmi zdroje na urychlovacím napětí elektronů U_{acc} . Žhavicí proud jsem nastavil na 6,5 A (1,8 V) a krajní elektrody jsem uzemnil. Potenciál vlákna jsem zvyšoval pomocí zdroje plovoucího napětí U_{pl} a urychlovací napětí elektronů jsem měnil vždy vzhledem k tomuto potenciálu. V tomto experimentu se tedy potenciál anody U_a číselně nerovnal přímo urychlovacímu napětí, ale byl dán *součtem* plovoucího a urychlovacího napětí, tj. $U_a = U_{pl} + U_{acc}$. Například pro potenciál vlákna $U_{pl} = 60$ V jsem potenciál anody U_a měnil v rozsahu 60–210 V, aby urychlovací napětí elektronů U_{acc} vycházelo v rozsahu 0–150 V. Výsledky měření jsou zobrazeny v grafu na obrázku 5.14. Jsou zobrazeny pouze proudy I_a protékající anodou, protože proudy I_e byly ve většině měření nulové díky vyššímu potenciálu vlákna vůči krajním elektrodám. Při nulovém plovoucím napětí byly proudy protékající krajními elektrodami nenulové, ovšem velmi malé ve srovnání s anodovým proudem, což bylo zřejmě způsobeno změnou tvaru vlákna.



Obrázek 5.14: Graf závislosti proudů procházejících anodou na urychlovacím napětí elektronů pro různé potenciály vlákna.

Z grafu lze vidět, že s rostoucím urychlovacím napětím elektronů roste i anodový (resp. emisní) proud. Pro vyšší hodnoty plovoucího napětí však maximální hodnoty proudu klesají a navíc je zapotřebí vyšších urychlovacích napětí k naměření nenulového proudu. Lze usoudit, že čím větší je potenciálový rozdíl krajních elektrod a vlákna, tím více je narušena symetrie sedlového pole. Je proto nutné nastavit vyšší potenciál anody k potlačení vlivu nesymetrie. Tímto experimentem jsem jasně demonstroval skutečnost, že není výhodné nastavovat vyšší potenciál vlákna, a to i za cenu ztrát elektronů nárazem do krajních elektrod při vyrovnání potenciálu vlákna a elektrod.

Dalším provedeným experimentem bylo měření iontového proudu na Faradayově sondě. Krajní elektrody zdroje i vlákno jsem uzemnil a měnil urychlovací napětí elektronů U_{acc} (nyní již opět dané potenciálem anody U_a). Ke žhavení vlákna jsem použil proud 7 A (2,1 V) a měření provedl pro tři různé tlaky. Iontový proud jsem měřil na čelní ploše Faradayovy sondy. Výsledek experimentu je znázorněn v grafu na obrázku 5.15. Naměřené závislosti již opět připomínají průběh účinného srážkového průřezu — viz obrázek 2.2(b). Odchyly od „ideálního“ tvaru jsou zřejmě způsobeny tím, že člen j_e v rovnici (3.1) není konstantní.



Obrázek 5.15: Graf závislosti iontového proudu na urychlovacím napětí elektronů U_{acc} pro různé tlaky v ionizační komoře.

Výsledky experimentu však nebyly uspokojivé, protože naměřené hodnoty iontového proudu dosahovaly malých hodnot ve srovnání s předchozími experimenty. Navíc došlo

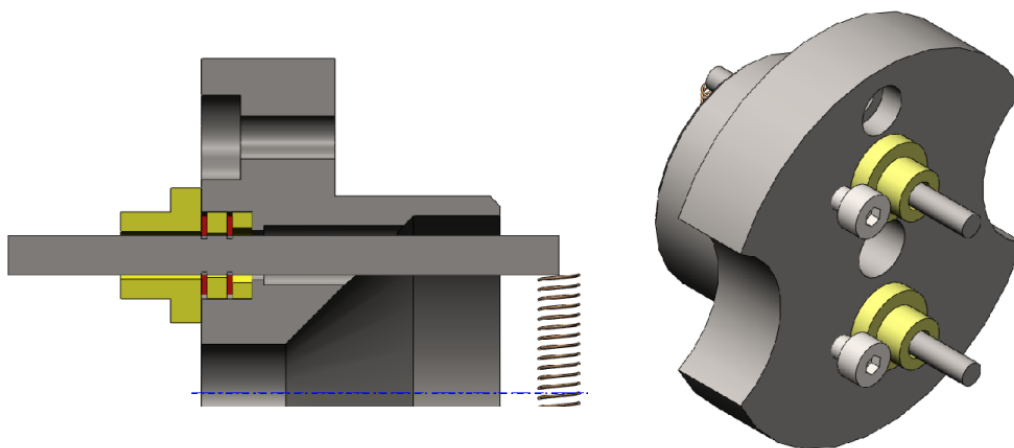
5.6 OPTIMALIZOVANÝ IONTOVÝ ZDROJ

opět k naprášení keramik a experiment se již nepodařilo zopakovat. Musel jsem tedy vymyslet nové uchycení vlákna a upravit jeho parametry, abych zajistil větší emisní proud.

Naprášené keramické části výměnné elektrody jsem očistil v roztoku $\text{HCl} + \text{H}_2\text{O}_2$ (1:1) a použil v novém systému uchycení vlákna. Ten se od předchozího lišil pouze v několika detailech, které se však ukázaly být klíčové. Keramické díly jsou opět umístěny z vnější strany výměnné elektrody. Vnitřní průměr keramické podložky nacházející se nejbližší k ionizační komoře je zvětšen natolik, že přesahuje průměr osazení. Tím je podložka z velké části chráněna před naprašováním. Na keramickou podložku přiléhá nerezová podložka M1,6 připevněná k přívodní tyči. Touto podložkou je chráněna před naprašováním druhá keramická podložka. K minimalizaci axiální vůle je do systému uchycení přidána ještě druhá nerezová podložka M1,6. Celý tento systém je proti axiálnímu posunutí zajištěn keramickými vložkami a šrouby. Vložky jsou oproti předchozímu návrhu obráceny. Plochy s větším průměrem tedy dosedají na zadní plochu výměnné elektrody, čímž jsou lépe vyrovnány nepřesnosti usazení podložek v elektrodě.

Předchozí úprava vlákna (vlásenka) se příliš neosvědčila. Došlo sice k výraznému snížení ztrát elektronů vlivem nárazu do elektrod, nicméně získaný iontový proud nedosahoval vysokých hodnot ani při relativně vysokých tlacích (3×10^{-3} Pa) a vysokých žhavicích proudů (7 A, 2,1 V). Příčinou tohoto chování bylo zřejmě použití příliš mohutného vlákna. Proto jsem se rozhodl vrátit se k použití tenčího drátu s průměrem 0,15 mm. Rozhodl jsem se také zvětšit délku vlákna, aby bylo dosaženo vyšších emisních proudů. Kvůli omezeným rozměrům ionizační komory jsem vlákno musel stočit do šroubovice, k čemuž jsem s výhodou využil závitovou tyč M2. Délka nového vlákna dosahovala až 100 mm.

Tyto úpravy byly posléze prohlášeny za konečné, jelikož již nedocházelo k naprašování keramik a získané iontové proudy mnohonásobně vzrostly ve srovnání s předchozím návrhem. Upravená výměnná elektroda s vláknem je zobrazena na obrázku 5.16.



Obrázek 5.16: Třetí (a konečná) úprava uchycení a tvaru vlákna.

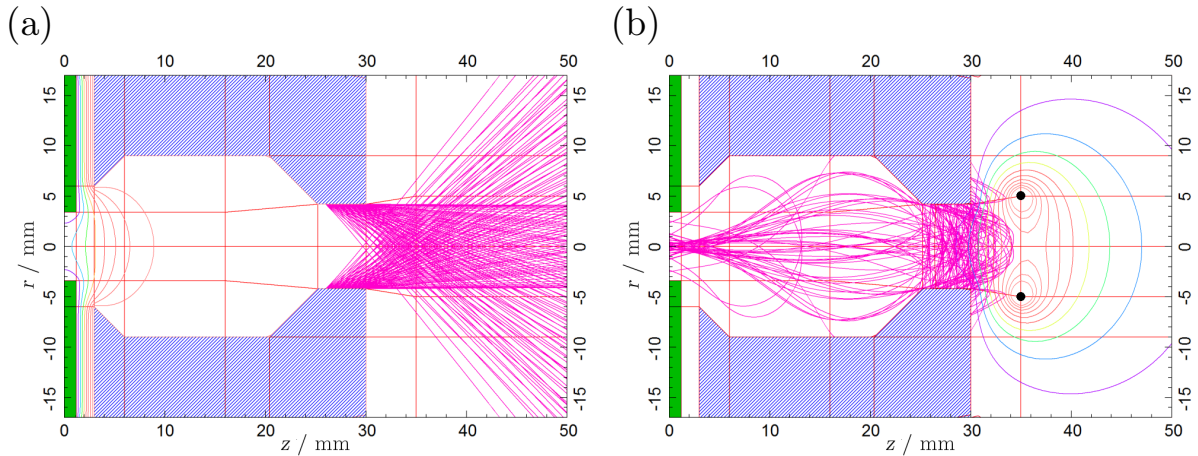
5.6 Optimalizovaný iontový zdroj

Před dalšími experimenty jsem musel provést ještě jednu úpravu iontového zdroje. Při měření iontového proudu na Faradayově sondě jsem totiž snižoval tlak plynu v ionizační komoře a pod určitou hodnotou tlaku (řádově 10^{-5} Pa) jsem naměřil záporný proud. Ten se měnil v závislosti jak na žhavicím proudu, tak na potenciálu anody. Měřený záporný proud byl způsoben sekundárními elektrony. Zvýšený emisní proud (v řádu mA) totiž znamenal i zvýšení počtu elektronů narážejících do krajních elektrod. Tím došlo

i ke zvýšení počtu vyražených sekundárních elektronů. Malé procento elektronů vzniklých v otvoru „extrakční“ elektrody však nebylo přitahováno k anodě sedlovým polem, ale naopak bylo ze zdroje vypuzováno. Toto měření bylo potvrzeno simulací v EOD — viz obrázek 5.17(a).

K potlačení tohoto nepříznivého jevu jsem před čelo iontového zdroje připevnil smyčku z měděného drátu. Smyčka měla průměr 10 mm a nacházela se přibližně 5 mm od čela zdroje. Díky elektrickému spojení s vakuovou průchodkou bylo možné nastavit na smyčce libovolný potenciál. Simulacemi v EOD (obrázek 5.17(b)) i měřením proudu na Faradayově sondě jsem zjistil, že potenciál smyčky stačilo nastavit přibližně o 20 V menší vzhledem k potenciálu krajních elektrod. Při této hodnotě byly všechny sekundární elektrony mířící ven ze zdroje efektivně odpuzeny zpět.

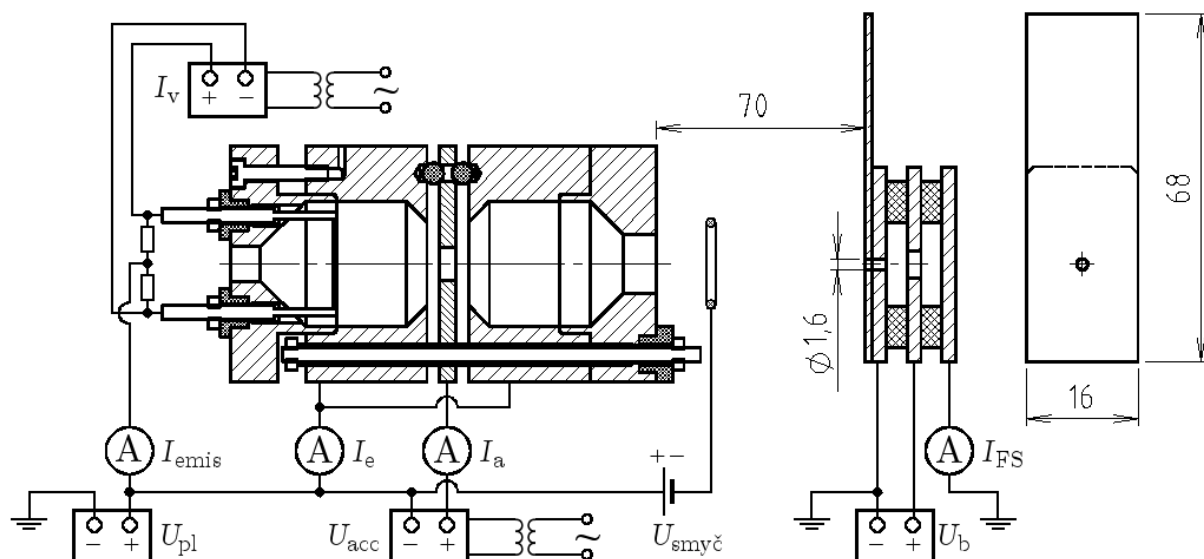
Tato úprava byla navržena pouze jako dočasná a je plánováno, že po instalaci fokusační optiky již dále nebude potřeba. Potenciál smyčky byl v dalších experimentech nastavován pomocí dvou sériově spojených 9V baterií.



Obrázek 5.17: Simulační model iontového zdroje v programu EOD znázorňující trajektorie sekundárních elektronů. (a) Původní situace, (b) po instalaci smyčky s potenciálem -20 V .

V následujícím textu budou uvedeny a popsány výsledky nejdůležitějších experimentů provedených po konečné optimalizaci. Na obrázku 5.18 je znázorněno elektrické zapojení iontového zdroje obsahující všechny provedené úpravy. Potenciál vlákna a krajních elektrod je nastavován pomocí napěťového zdroje U_{pl} . Tím je vytvořena nová hladina potenciálu, která je brána jako referenční pro ostatní části obvodu. Ty proto musí být umístěny v plastovém boxu a ovládány nevodivou tyčinkou. Zdroje žhavicího proudu I_v a urychlovacího napětí elektronů U_{acc} musí být navíc od sítě odděleny izolujícím transformátorem. Většina měření iontového proudu probíhala na sběrné elektrodě Faradayovy sondy. Čelní elektroda sondy byla uzemněna a odpuzovací elektrodu bylo možné nastavit na libovolný potenciál.

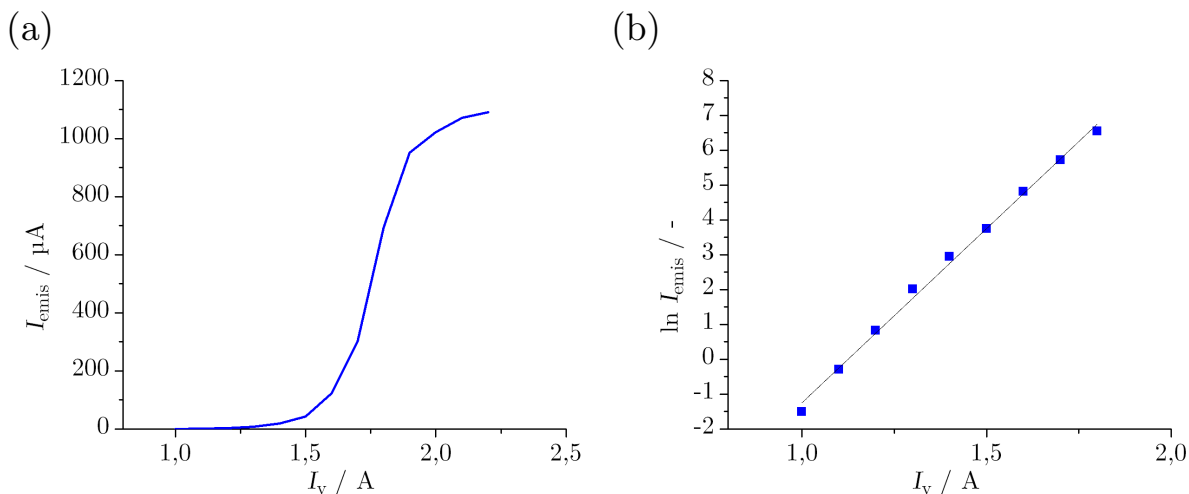
Prvním provedeným experimentem s optimalizovaným iontovým zdrojem bylo měření emisního proudu elektronů v závislosti na žhavicím proudu. Měření probíhalo bez přítomnosti dusíku v ionizační komoře, potenciál krajních elektrod byl nastaven na 10 V, anoda byla uzemněna. Výsledky znázorněné v grafu na obrázku 5.19 velmi dobře souhlasí s teorií. Podle Richardsonovy-Dushmanovy rovnice (3.1) roste proudová hustota elektronů j_e s rostoucí teplotou přibližně exponenciálně, což lze vidět v grafu 5.19(a). Pro vyšší hodnoty žhavicího proudu dochází k ustálení emisního proudu, což je způsobeno paralelním zapojením rezistorů, o kterém jsem se zmiňoval v sekci 5.5.



Obrázek 5.18: Schéma konečného elektrického zapojení iontového zdroje a Faradayovy sondy.

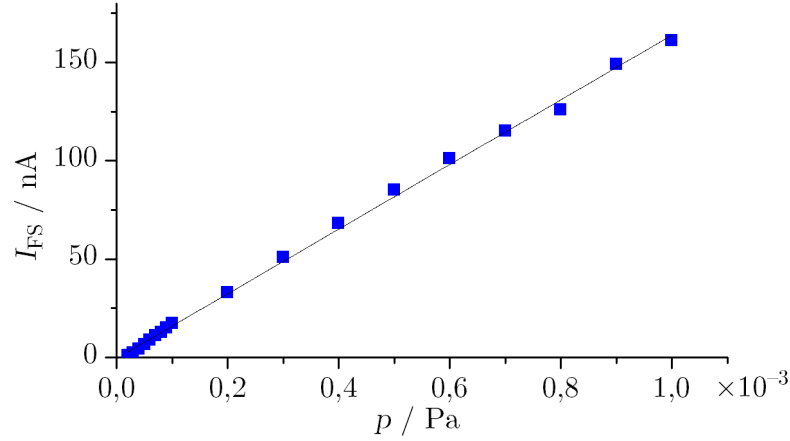
Exponenciální závislost lze ještě lépe pozorovat, pokud jsou naměřená data zobrazena v logaritmickém měřítku. Průběh závislosti je pak lineární — viz data v grafu 5.19(b), která jsou proložena přímkou.

Dalším provedeným experimentem, který souhlasí s teorií, bylo měření iontového proudu v závislosti na tlaku pracovního plynu v ionizační komoře. Podle rovnice (3.3) je tato závislost lineární, což bylo experimentálně dokázáno. Měření probíhalo s uzeměnými krajními elektrodami a vláknem. Urychlovací napětí elektronů U_{acc} bylo nastaveno na 150 V a žhavicí proud na 2,1 A (při potenciálovém rozdílu 10 V). Iontový proud byl měřen na čelní ploše Faradayovy sondy. Výsledky jsou zobrazeny v grafu na obrázku 5.20.



Obrázek 5.19: Graf závislosti emisního proudu na žhavicím proudu. (a) Exponenciální závislost s přechodem do saturace, (b) zvýraznění exponenciální závislosti pomocí logaritmického měřítka osy y .

V měření iontového proudu jsem pokračoval — měnil jsem další pracovní parametry iontového zdroje s cílem získat co největší proud. Při těchto měřeních jsem objevil zajímavý jev související právě s maximálním iontovým proudem.



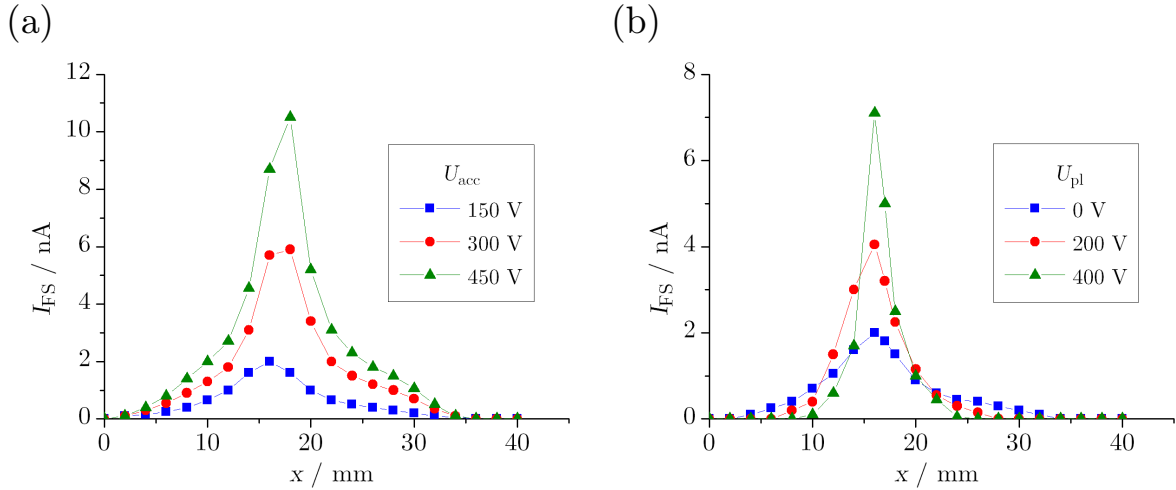
Obrázek 5.20: Graf závislosti iontového proudu na tlaku v ionizační komoře.

Závislost maximálního iontového proudu na žhavicím proudu vlákna zprvu ostře stoupala. To bylo očekávané — zvyšoval se emisní proud a tím i počet vzniklých iontů. Byl jsem však velmi překvapen existencí maxima této závislosti. Pro hodnoty žhavicího proudu nad tímto maximem iontový proud klesal i přesto, že emisní proud dále rostl. Tento jev byl zřejmě způsoben vysokým počtem elektronů, které se vyskytovaly v ionizační komoře a které přispívaly k neutralizaci iontů výměnou náboje. Experimentálně jsem zjistil, že pro použité vlákno je ideální hodnota žhavicího proudu 1,8 A při potenciálovém rozdílu 6 V. Tyto hodnoty jsem použil i v dalších experimentech.

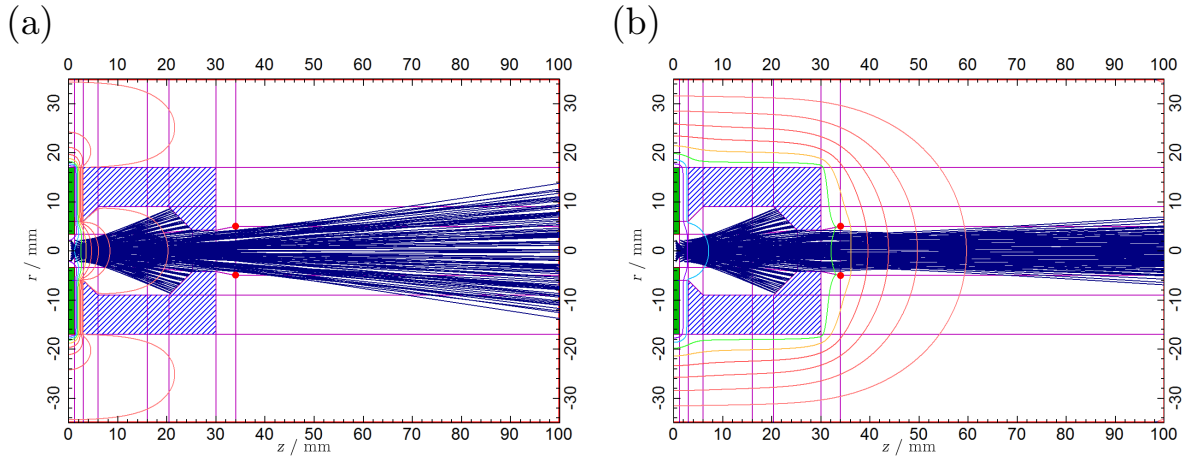
Velice důležitým experimentem bylo měření příčného proudového profilu iontového svazku. K tomu jsem využil možnosti pohybovat s Faradayovou sondou ve svislém směru v rozsahu ± 25 mm. Měřil jsem na sběrné elektrodě sondy, ostatní elektrody byly uzemněny. Vlákno jsem žhavl proudem 1,8 A (6 V) a tlak jsem nastavil na hodnotu 1×10^{-3} Pa. V první části experimentu jsem krajní elektrody zdroje a vlákno uzemnil a měnil jsem hodnotu potenciálu anody U_a a tím i velikost urychlovacího napětí elektronů U_{acc} . Výsledky tohoto měření jsou znázorněny na obrázku 5.21(a). Lze vidět, že svazek je v rovině Faradayovy sondy přibližně 30 mm široký, což vzhledem k průměru výstupního otvoru (8,4 mm) značí, že svazek je divergentní. Toto měření se shoduje se simulací v EOD — viz obrázek 5.22(a). Svazek má přibližně Gaussovo rozdělení s maximem v hodnotě cca $x = 18$ mm. Této hodnotě odpovídá poloha osy iontového zdroje. Velikost naměřených hodnot proudu roste se zvyšujícím se urychlovacím napětím elektronů U_{acc} , což je způsobeno zvýšením emisního proudu elektronů a tím i počtu iontů vznikajících v iontovém zdroji. Hodnota středového píku však roste více než hodnoty okrajových částí svazku, což potvrzuje, že většina iontů ve svazku se nachází v okolí osy zdroje [37].

V druhé části experimentu jsem ponechal konstantní hodnotu urychlovacího napětí elektronů $U_{\text{acc}} = 150$ V a pomocí napěťového zdroje U_{pl} jsem měnil „referenční“ hladinu potenciálu (tj. potenciál krajních elektrod a vlákna). Žhavicí proud vlákna i tlak zůstal stejný jako v předchozí části experimentu. Výsledky jsou zobrazeny na obrázku 5.21(b). Opět lze vidět výrazné středové maximum, jehož hodnota roste s rostoucí energií iontů. Tentokrát však došlo i k celkovému zúžení příčného profilu, což je způsobeno zakřivením trajektorií iontů vlivem rozdílného potenciálu „extrakční“ elektrody a stěn vakuové aparatury. Toto chování jsem ověřil simulací v programu EOD — viz obrázek 5.22(a) pro uzemněné krajní elektrody a 5.22(b) pro potenciál krajních elektrod 400 V. Urychlovací napětí elektronů U_{acc} bylo v obou případech rovno 150 V.

5.6 OPTIMALIZOVANÝ IONTOVÝ ZDROJ



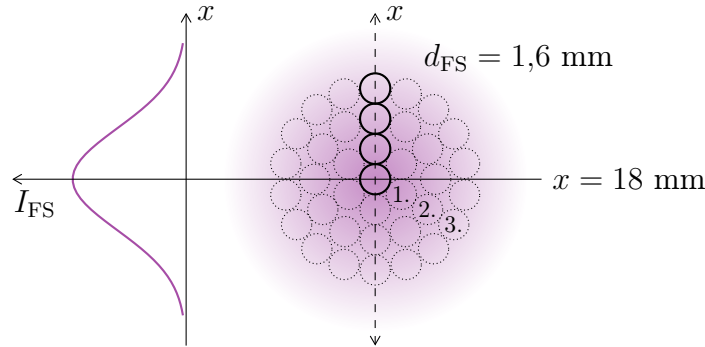
Obrázek 5.21: Příčný profil proudu iontového svazku. (a) Pro různá urychlovací napětí elektronů a uzemněné krajní elektrody zdroje, (b) pro konstantní urychlovací napětí elektronů a různé potenciály krajních elektrod.



Obrázek 5.22: EOD simulace trajektorií iontů po opuštění zdroje (a) při uzemněných krajních elektrodách, (b) s potenciálem krajních elektrod 400 V. Urychlovací napětí elektronů je v obou případech 150 V, potenciál smyčky o 18 V nižší než potenciál krajních elektrod.

Díky naměření příčných profilů iontového proudu jsem se mohl pokusit odhadnout celkový proud vycházející ze zdroje. Na obrázku 5.23 je schematicky znázorněn princip, který jsem využil. Vytvořil jsem hustou síť z kruhů, jejichž průměr odpovídal průměru otvoru Faradayovy sondy, tedy 1,6 mm. Středový kruh obklopovala vrstva složená ze šesti stejných kruhů a každá další vrstva obsahovala vždy o šest kruhů více než předešlá. V takovéto síti jsem našel směr, ve kterém se kruhy tečně dotýkají, a ztotožnil jej se směrem osy x , podél které bylo možné pohybovat Faradayovou sondou. Střed sítě jsem umístil do polohy $x = 18$ mm, v níž proudový profil dosahoval maxima. Polohy středů kruhů na ose x však neodpovídaly polohám, v nichž jsem měřil iontový proud. Při měření proudových profilů jsem totiž střed Faradayovy sondy posunoval vždy o 2 mm, a to zejména kvůli snadnému odečtení polohy, ale také kvůli velké šířce svazku. Musel jsem proto hodnoty iontového proudu ve středech kruhů určit lineární interpolací naměřených dat. Zanedbal jsem přitom mírnou nesymetrii profilů a použil pouze hodnoty z jedné jejich poloviny (viz kruhy ohraničené tlustou čarou na obrázku 5.23). Na závěr jsem vynásobil interpolované

hodnoty proudu v daném kruhu na ose x s počtem kruhů nacházejících se v dané vrstvě. Touto „integrací“ proudového profilu jsem obdržel mírně podhodnocený odhad *celkového* proudu vycházejícího z iontového zdroje.



Obrázek 5.23: Princip odhadu celkového iontového proudu pomocí dat z měření příčného proudového profilu $I_{FS}(x)$.

Tímto způsobem jsem obdržel následující hodnoty celkových proudů:

- Při uzemněných krajních elektrodách a proměnných potenciálech anody určujících urychlovací napětí elektronů $U_{acc} = 150, 300$ a 450 V (viz graf 5.21(a)) dosahovaly proudy hodnot postupně 155 nA, 325 nA a 485 nA. Růst celkového iontového proudu je způsoben růstem emisního proudu elektronů vlivem rostoucí intenzity elektrického pole na povrchu vlákna [15].
- V případě konstantního urychlovacího napětí $U_{acc} = 150$ V a proměnné „referenční“ hladiny potenciálu $U_{pl} = 0, 200$ a 400 V (graf 5.21(b)) dosahovaly odhadnuté proudy hodnot postupně 145 nA, 160 nA a 135 nA. Hodnoty jsou velmi podobné, což je způsobeno konstantní hodnotou urychlovacího napětí elektronů a tedy i emisního proudu. Rozdíly v odhadnutých hodnotách proudu jsou způsobeny větším množstvím zjednodušení použitých při odhadu.

Ačkoli se jedná pouze o hrubé odhady celkového proudu zjištěné s velkou nepřesností, dává tato metoda relativně snadnou možnost jak určit celkový proud. Zjištěné hodnoty však relativně dobře odpovídají reálné situaci. Lze například srovnat výsledky odhadů získané pro urychlovací napětí elektronů $U_{acc} = 150$ V s hodnotou skutečně naměřeného iontového proudu v grafu 5.20 pro tlak 1×10^{-3} Pa. Odhadnuté hodnoty proudu I_{tot} přehledně shrnuje tabulka 5.1.

Tabulka 5.1: Tabulka odhadnutých hodnot celkového iontového proudu pro různě nastavené potenciály částí iontového zdroje.

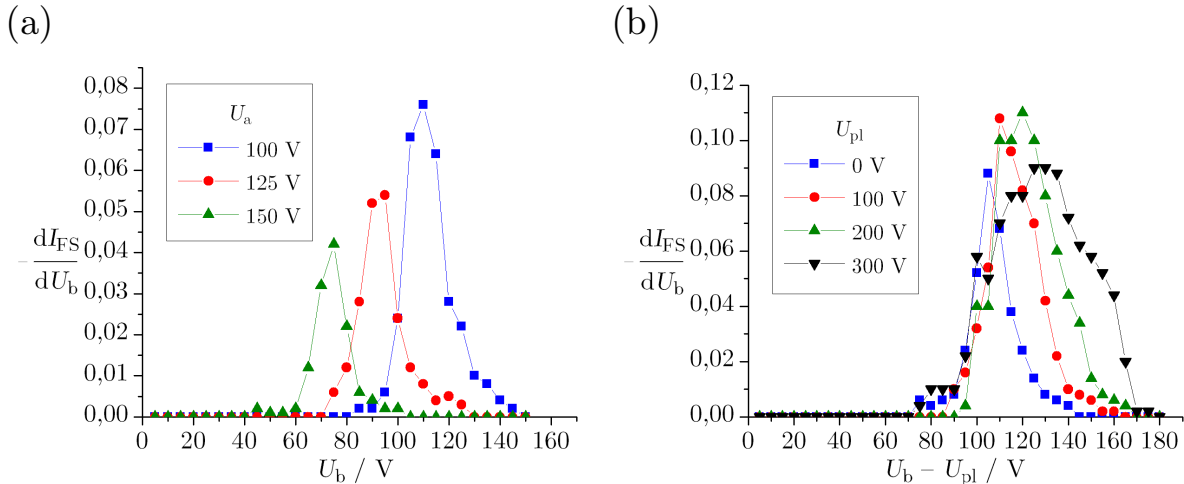
U_{pl} / V	U_a / V	U_{acc} / V	I_{tot} / nA
0	150	150	155
0	300	300	325
0	450	450	485
0	150	150	145
200	350	150	160
400	550	150	135

5.6 OPTIMALIZOVANÝ IONTOVÝ ZDROJ

Posledním provedeným experimentem bylo měření energiového složení iontů ve svazku. Podobně jako při měření příčného profilu iontového svazku jsem tento experiment rozdělil do dvou částí. První část proběhla s uzemněnými krajními elektrodami a proměnným potenciálem anody, druhá část potom při různých potenciálech krajních elektrod a konstantním urychlovacím napětí elektronů 150 V. Žhavicí proud i tlak byly opět zachovány stejné: 1,8 A (6 V) a 1×10^{-3} Pa. Faradayovu sondu jsem umístil do polohy $x = 18$ mm, tedy tak, aby osy zdroje a sondy splynuly a byl tak měřen maximální proud. Čelní elektrodu sondy jsem uzemnil a měřil proud na sběrné elektrodě, přičemž jsem měnil potenciál odpuzovací elektrody sondy. Naměřenou závislost iontového proudu na brzděném napětí U_b jsem poté numericky zderivoval, abych dostal energiové spektrum iontů [33, 42, 54].

Výsledky první části experimentu jsou znázorněny v grafu na obrázku 5.24(a). Postupně jsem nastavil tři různé potenciály anody U_a . Lze vidět, že energiová spektra vykazují jeden výrazný pík, jehož poloha odpovídá ve všech případech přibližně 75 % potenciálu anody. Výsledky tohoto experimentu se shodují s výsledky uváděnými v literatuře (podsekce 3.6.1). Měření také ukazuje, že ionty vznikají v blízkém okolí sedlového bodu, čímž je potvrzena správná funkce iontového zdroje. Drobná odchylka od teoretické hodnoty 79 % vyskytující se v rovnici (5.1) je zřejmě způsobena skutečností, že ionty nevznikají přímo v sedlovém bodě, ale v jeho blízkém okolí, kde má již potenciál jinou hodnotu. Odchylka také může vzniknout při numerické derivaci závislosti proudu na brzděném napětí.

Výsledky druhé části jsou na obrázku 5.24(b). Kvůli srovnání jsem spektra vynesl přes sebe, a to tak, že jsem na vodorovné ose vynesl rozdíl $U_b - U_{pl}$. Z grafu lze vidět, že energiová spektra jsou tvarově srovnatelná s první částí. V tomto případě však pro vyšší potenciál krajních elektrod zdroje dochází k výraznějšímu rozšíření píku a také k posunu polohy maxima k vyšším hodnotám. Lze také vidět, že se ve spektru objevují i ionty s energiemi vyššími než 150 V (resp. 250, 350, 450 V), které by se zde teoreticky neměly vůbec vyskytovat. Toto chování je zřejmě způsobeno rychlými neutrálními atomy, které vyráží z Faradayovy sondy elektrony, jež zkreslují měření kladného proudu.



Obrázek 5.24: Energiové spektrum iontů ve svazku. (a) Pro různé potenciály anody a uzemněné krajní elektrody zdroje, (b) pro konstantní urychlovací napětí elektronů a různé potenciály krajních elektrod.

6. Fokusační optika

Díky úspěšnému naměření příčného profilu svazku a energiového spektra iontů a díky shodě těchto měření s teorií jsem mohl přejít k návrhu fokusační optiky, kde jsem využil naměřených dat. Na návrh optiky bylo již od počátku kladeno několik požadavků, které jsou zmíněny v sekci 4.1. Jedná se zejména o co nejmenší stopu na vzorku při zachování co největšího iontového proudu. Pracovní vzdálenost (tj. vzdálenost od čela fokusační optiky ke vzorku) by se měla pohybovat v rozmezí od 10 do 20 mm.

Z konstrukčního hlediska musí být optika navržena tak, aby šla jednoduše připevnit k iontovému zdroji. Důležité je také přesné uložení optiky a její vycentrování vůči ose zdroje. Celková délka sestavy v komoře by neměla přesáhnout 20 cm.

Do návrhu jsem se snažil také promítnout některé osobní požadavky. Prvním z nich byla jednoduchost iontově-optického i konstrukčního návrhu s ohledem na snadnou a rychlou výrobu. S tím souvisí požadavek na nízkou hmotnost a co nejmenší celkovou délku sestavy fokusační optiky. Iontový zdroj je totiž umístěn na duté keramické průchodce přivařené k hlavní přírubě. Na tuto průchodku působí zdroj klopným momentem, navíc je takové uložení velmi náchylné na vibrace, což jsem často při měření pozoroval. Přidáním optiky se tyto negativní vlastnosti ještě více zvýrazní, proto je důležité s nimi počítat již při návrhu. Třetí požadavek byl kladen na nízký počet elektrod, aby bylo k fokusaci potřeba co nejmenší počet napěťových zdrojů. V neposlední řadě jsem se snažil sestavu optiky navrhnout jako samostatný celek nezávislý na sestavě iontového zdroje. Optiku by tak bylo možné ke zdroji připevnit bez nutnosti zásahu do sestaveného zdroje.

6.1 Vývoj iontově-optického návrhu

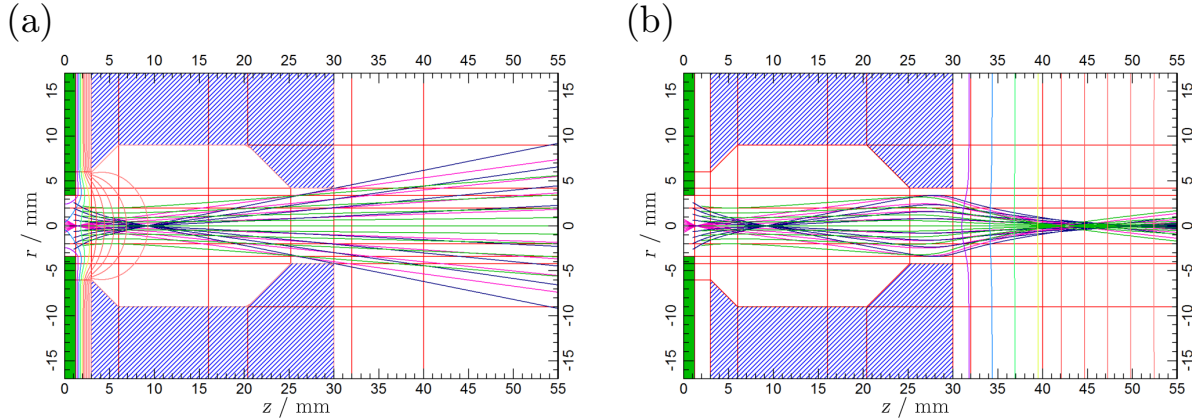
Veškeré simulační modely fokusační optiky jsem vytvořil v programu EOD verze 4.002.10, přičemž jsem využil modelu iontového zdroje ze své bakalářské práce.

Prvním krokem návrhu bylo určení oblasti vzniku iontů schopných opustit ionizační komoru. Již z iontově-optického návrhu zdroje (obrázek 4.1(a)) je totiž vidět, že ne všechny ionty vznikající v okolí sedlového bodu mohou projít otvorem „extrakční“ elektrody zdroje a podílet se tak na vystupujícím iontovém proudu. Proto jsem začal v rozšířeném modelu zdroje trasovat ionty s různými počátečními polohami r a z , energiemi E_0 a počátečními úhly rychlosti $d\theta$ vzhledem k optické ose. Využil jsem ionty vznikající v rovinách $z = 0, 1$ a 2 mm s počátečními energiemi v rozmezí 0,5 až 2 eV a s úhly rychlosti v rozmezí -90° až 90° vzhledem k ose zdroje. Pro každý soubor částic jsem určil maximální poloměr r , ze kterého je ještě daný iont schopen opustit zdroj. Výsledky trasování, které jsem využil v dalších návrzích, jsou znázorněny na obrázku 6.1. V této simulaci i ve všech dalších jsou ionty vznikající v rovině $z = 0$ mm znázorněny růžově, v rovině $z = 1$ mm modře a v rovině $z = 2$ mm zeleně. Kvůli přehlednosti jsem do obrázku zahrnul pouze ionty s počáteční energií $E_0 = 0,5$ eV a s počátečním úhlem $d\theta = 0^\circ$.

Ionty jsem trasoval při dvou různě nastavených potenciálech. V prvním případě, znázorněném na obrázku 6.1(a), jsou krajní elektrody zdroje uzemněny a potenciál anody U_a , resp. urychlovací napětí elektronů U_{acc} je nastaveno na 150 V. V druhém případě je urychlovací napětí $U_{acc} = 150$ V zachováno, potenciál krajních elektrod však dosahuje 4850 V. Tato situace je znázorněna na obrázku 6.1(b), kde je také prokazatelně demonstrována vlastnost iontového zdroje zmíněná v sekci 5.6. Vlivem různého potenciálu

6.1 VÝVOJ IONTOVĚ-OPTICKÉHO NÁVRHU

krajních elektrod zdroje a stěn vakuové aparatury totiž dochází k zakřivení trajektorií iontů po opuštění iontového zdroje. Efekt je tím výraznější, čím je rozdíl potenciálů vyšší. Při určitém nastavení potenciálů krajních elektrod a anody lze dokonce hovořit o samofokusačních vlastnostech zdroje. Tohoto jevu však nelze rozumně využít, jelikož pro různá nastavení potenciálů se mění poloha roviny zaostření. Při konstantní pracovní vzdálenosti by se pak pro různé energie iontů výrazně měnila velikost stopy bez možnosti korekce, což je nepřijatelné.



Obrázek 6.1: Simulační model zdroje se znázorněnými ionty schopnými opustit ionizační komoru. (a) Krajní elektrody zdroje jsou uzemněny a potenciál anody je 150 V, (b) potenciál krajních elektrod je 4850 V a anody 5000 V. Vlivem rozdílného potenciálu krajních elektrod zdroje a stěn aparatury dochází k samofokusaci iontů.

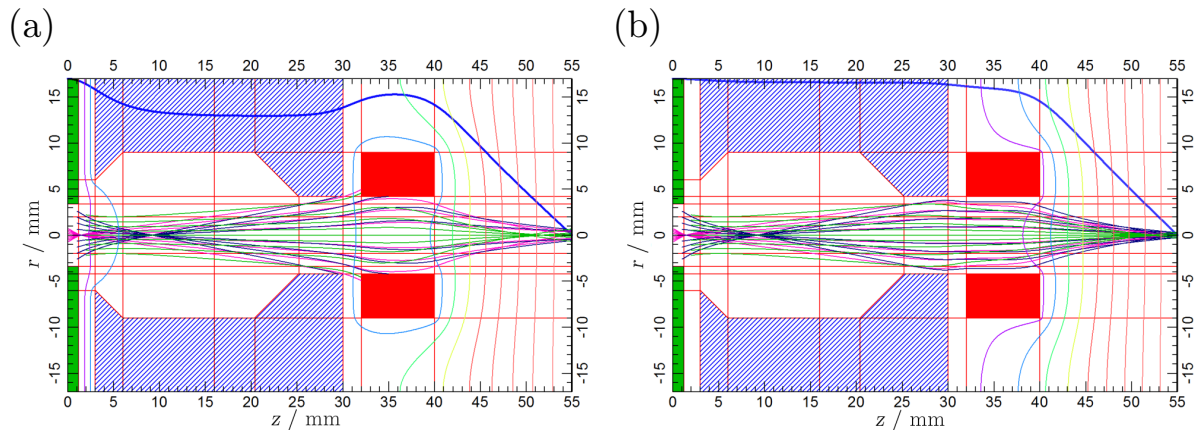
Ze všech výše zmíněných důvodů obsahoval první návrh fokusační optiky pouze jedinou elektrodu s nastavitelným potenciálem. Počáteční rozměry a polohu této elektrody vůči iontovému zdroji jsem zvolil tak, aby byl zachován požadavek na malou délku fokusační elektrody a její malou vzdálenost od čela zdroje. Ve vytvořeném návrhu (viz obrázek 6.2) jsem trasoval ionty s počátečními parametry získanými z předchozích simulací.

Urychlovací napětí elektronů jsem zvolil opět 150 V a potenciál krajních elektrod zdroje jsem nastavil s ohledem na rovnici (5.1) tak, aby ionty vznikající v okolí sedlového bodu měly při dopadu na uzemněný vzorek energii 500 eV, resp. 5 keV. V prvním případě vychází potenciál krajních elektrod 381 V a potenciál anody 531 V, v druhém případě pak 4881 V, resp. 5031 V.

Pomocí optimalizačního algoritmu programu EOD jsem poté zjišťoval potenciál fokusační elektrody. Pro dosažení co nejmenší stopy na vzorku jsem požadoval, aby všechny trasované ionty měly v rovině zaostření minimální, tj. nulovou souřadnici r . Poloha roviny zaostření je dána pracovní vzdáleností, kterou jsem nastavil na 15 mm. Požadavky na nulové souřadnice částic jsem dosadil do tzv. *hodnotící funkce* (angl. merit function). Optimalizační algoritmus pak změnami potenciálu elektrody našel minimum této funkce.

Při energii iontů 500 eV byla vypočítaná hodnota potenciálu fokusační elektrody rovna přibližně 459 V. Velikost stopy daná polohou nejkrajnější trasované částice dosahovala 1,4 mm. Při energii 5 keV byl potenciál elektrody stanoven přibližně na 4670 V a stopa dosahovala poloviční hodnoty, tedy 0,7 mm. Výsledky simulace jsou zobrazeny na obrázku 6.2(a) (energie 500 eV), resp. 6.2(b) (energie 5 keV).

V optimalizaci návrhu jsem však dále nepokračoval. Vlivem rozdílného potenciálu elektrody a vzorku dochází k pronikání elektrického pole do oblasti vzorku, čímž může dojít například k nechtěnému ovlivnění elektronů v mikroskopu přítomností tohoto pole.

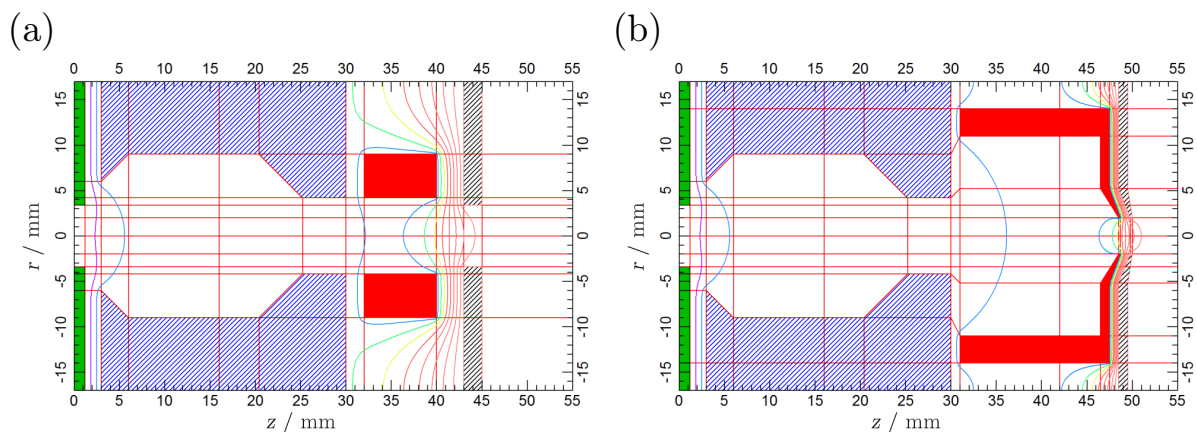


Obrázek 6.2: Simulační model jedoelektrodové fokusační optiky. Modrou křivkou je znázorněn průběh potenciálu na ose. Dále jsou zobrazeny fokusované ionty s energií na vzorku (a) 500 eV, (b) 5 keV.

Logickým pokračováním vývoje optiky bylo tedy přidání další elektrody ke stávajícímu návrhu. Potenciál nově přidané elektrody (viz obrázek 6.3, černé šrafování) jsem nastavil na 0 V a umístil ji mezi existující fokusační elektrodu (červená barva) a vzorek. Tím došlo k výraznému omezení průniku elektrického pole ke vzorku, což lze vidět z průběhu osového potenciálu na obrázku 6.4, který zobrazuje optimalizovaný dvoelektrodový model.

I v tomto návrhu jsem využíval stejného optimalizačního algoritmu a zjišťoval jím optimální potenciál fokusační elektrody. Původní návrh je zobrazen na obrázku 6.3(a). V modelu jsou však veškeré rozměry pouze odhadnuty, a proto jsem začal návrh optimalizovat, abych dosáhl co nejmenší stopy na vzorku. Měnil jsem rozměry jednotlivých elektrod (poloměr a délku) a dále polohu elektrod vůči sobě i vůči čelu iontového zdroje. Po každé změně rozměrů jsem spustil optimalizační algoritmus a sledoval velikost stopy.

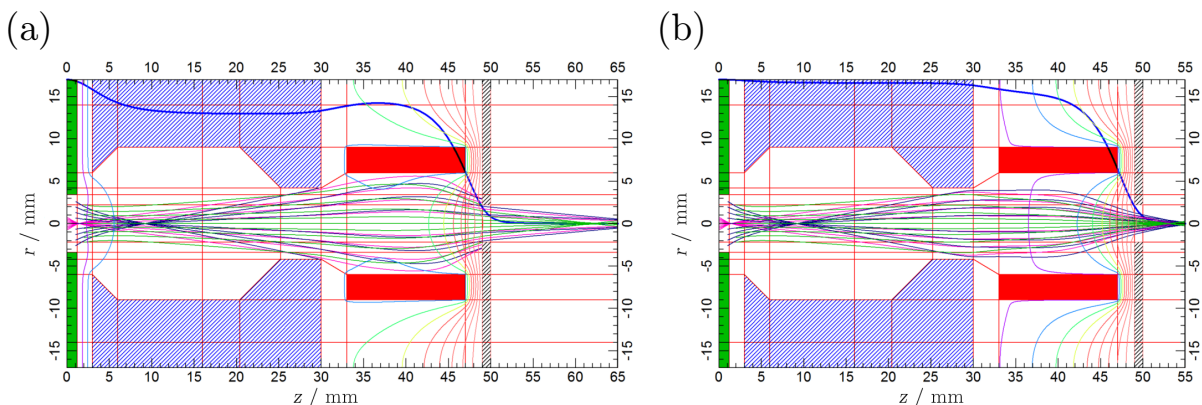
Zjistil jsem, že pouze změnou rozměrů elektrod nedochází k výraznému zmenšení stopy. Zkusil jsem tedy změnit i jejich tvar. Využil jsem i nesymetrické geometrie elektrody podle Orloffa a Swansona [55] a pokoušel se ji různě modifikovat. Nová geometrie je znázorněna na obrázku 6.3(b). Ani v těchto návrzích však nebylo dosaženo výrazného snížení velikosti stopy, proto jsem se vrátil zpět k jednodušší (symetrické) geometrii a dále ji optimalizoval.



Obrázek 6.3: Vývoj modelu se dvěma elektrodami — fokusační (červená barva) a stínící (černá barva). (a) Původní návrh po přidání stínící elektrody, (b) návrh s nesymetrickou fokusační elektrodou.

6.1 VÝVOJ IONTOVĚ-OPTICKÉHO NÁVRHU

Celkovým prodloužením fokusační elektrody se mi podařilo dosáhnout relativně dobrých výsledků. Pro 500 eV ionty a pracovní vzdálenost 15 mm dosahovala velikost stopy přibližně 1,0 mm — viz obrázek 6.4(a). Potenciál elektrody byl nastaven na 431 V. Větší obtíže však nastaly při trasování 5 keV iontů. Nepodařilo se mi najít takový fokusační potenciál, který by dokázal zfokusovat částice do zvolené pracovní vzdálenosti 15 mm. Křižiště iontů se vždy nacházelo v *menší* vzdálenosti a stopa v požadované rovině tedy byla vždy rozostřená. Pro takto vysoké energie iontů jsem tedy v návrhu zmenšil pracovní vzdálenost na 5 mm a při nastaveném potenciálu fokusační elektrody 4 708 V jsem dosáhl stopy o průměru 0,56 mm — viz obrázek 6.4(b).



Obrázek 6.4: Simulační model dvuelektrokové fokusační optiky. Modrou křivkou je znázorněn průběh potenciálu na ose. Dále jsou zobrazeny fokusované ionty s energií na vzorku (a) 500 eV, (b) 5 keV.

Ačkoliv v návrhu dvuelektrodrového systému došlo ke splnění většiny požadavků, nepřijal jsem jej jako konečný. Nebyla zde totiž dodržena podmínka pracovní vzdálenosti 10–20 mm pro všechny požadované energie iontů (až 5 keV). Tato podmínka je však velmi důležitá z důvodu použití iontového zdroje k odprašování vzorků v elektronovém mikroskopu. Je proto je nezbytně nutné zabezpečit dostatečnou pracovní vzdálenost kvůli uspořádání a omezeným rozměrům mikroskopu.

Po konzultacích s Ing. Jakubem Zlámalem, Ph.D. jsem se tedy rozhodl zařadit do návrhu ještě třetí elektrodu. Přidáním další elektrody s proměnným potenciálem mezi stávající dvě elektrody bylo dosaženo prodloužení pracovní vzdálenosti i pro ionty s energiemi 5 keV. Bohužel s tímto krokem došlo také ke zvětšení stopy na vzorku, které se již nepodařilo optimalizací návrhu snížit.

Při vývoji tohoto návrhu byl zvolen jiný postup než v předchozích dvou případech. Jelikož se v návrhu optiky vyskytují dvě elektrody s nastavitelným potenciálem, byla by optimalizace pomocí hledání minima hodnotící funkce velmi zdlouhavá a náročná. Navíc by nemuselo dojít k nalezení globálního minima funkce. V této simulaci proto byly pomocí cyklů postupně ve velkém rozsahu měněny potenciály obou elektrod. V modulu *Optics – Computation* pak byly zjišťovány vlastnosti systému, zejména poloha obrazu, zvětšení a koeficienty sférické a chromatické aberace. Do simulace byly zahrnuty pouze částice vznikající v rovině $z = 0$ mm. Proces optimalizace opět proběhl pro obě krajní hodnoty energie iontů — 500 eV a 5 keV.

Tímto způsobem jsem zjistil, pro jaké přibližné kombinace potenciálů dochází k zaostření částic na vzorek umístěný v pracovní vzdálenosti 15 mm. Proces jsem provedl ještě jednou, tentokrát pro menší rozsah vhodných potenciálů a jemnější krok cyklu. Postup

jsem pak zopakoval i pro částice vznikající v rovině $z = 2$ mm. Získal jsem tak určitý interval potenciálů splňujících požadavek na pracovní vzdálenost 15 mm. Z nich jsem vybral kombinaci potenciálů, pro kterou dosahovaly aberační koeficienty nejmenších hodnot. Potenciály jsem pak postupně dosazoval do optimalizačního algoritmu, čímž jsem zjistil jejich optimální hodnoty pro danou geometrii a dále jsem pracoval s těmito hodnotami.

Následovala neméně důležitá fáze optimalizace návrhu, při níž jsem upravoval geometrii elektrod a sledoval vliv na velikost stopy. Ta se však se změnami rozměrů jednotlivých elektrod výrazně neměnila, proto jsem mohl simulační model lehce přizpůsobit s ohledem na jednoduché konstrukční řešení. Relativně velké zlepšení nastalo při změně tvaru stínící elektrody. Zešikmením jedné z původně rovnoběžných čelních ploch došlo k výrazné změně tvaru elektrostatického pole a tím ke zmenšení velikosti stopy. Dalšího zlepšení jsem docílil zmenšením pracovní vzdálenosti na 14 mm. Tato hodnota spadá do požadovaného intervalu pracovních vzdáleností a je stále dostatečně velká na to, aby mohla být při umístění iontového zdroje do elektronového mikroskopu reálně dosažena.

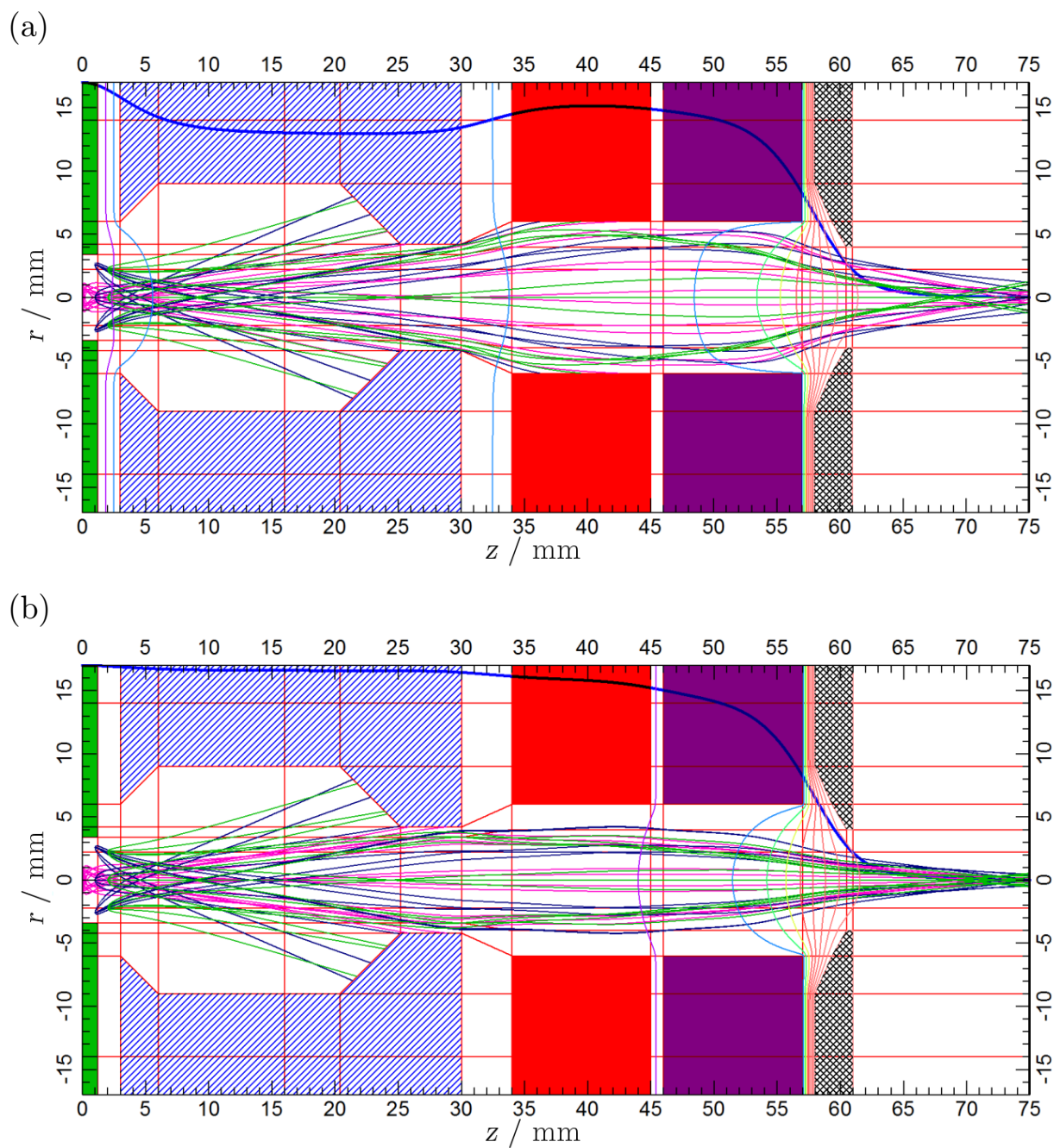
Optimalizovaný návrh byl následně prohlášen na konečný, protože již splňoval všechny požadavky. Simulační model je zobrazen na obrázcích 6.5(a) (energie iontů 500 eV) a 6.5(b) (energie iontů 5 keV). Na obrázcích je opět znázorněn průběh osového potenciálu. Na rozdíl od předchozích modelů jsou zde zobrazeny částice se *všemi* proměnnými parametry zmíněnými na začátku sekce, tedy r , z , E_0 a $d\theta$.

Model se skládá ze tří elektrod. Dvě z nich, sloužící jako fokusační, mají délku 11 mm a vnitřní průměr 12 mm. Třetí, stínící elektroda má tvar tenkého disku tloušťky 3 mm, jehož vnitřní průměr je 4 mm a jedna z jeho čelních ploch je zešikmena. Jednotlivé elektrody jsou od sebe vzdáleny 1 mm a vzdálenost sestavy fokusační optiky od čela iontového zdroje dosahuje 4 mm.

Pro takto navržený model jsem sestavil tabulku 6.1, ve které jsou uvedeny potenciály jednotlivých částí potřebné k dosažení co nejmenší stopy na vzorku. V tabulce jsou uvedeny hodnoty pro různé energie iontů E_i na vzorku. Potenciál krajních elektrod iontového zdroje je značen U_e , potenciál anody U_a . Potenciál fokusační elektrody blíže ke zdroji (znázorněné červenou barvou) je označen $U_{\text{fokus},1}$, potenciál „středové“ fokusační elektrody (fialová barva) pak $U_{\text{fokus},2}$. Pro doplnění uvádím také průměr nejnižší dosažené stopy $d_{\min}$ při pracovní vzdálenosti 14 mm.

Tabulka 6.1: Tabulka potenciálů jednotlivých elektrod potřebných k dosažení minimální stopy pro různé energie iontů.

E_i / keV	U_e / V	U_a / V	$U_{\text{fokus},1}$ / V	$U_{\text{fokus},2}$ / V	$d_{\min}$ / mm
0,5	381	531	451	428	2,52
1,0	881	1 031	931	850	1,92
1,5	1 381	1 531	1 251	1 313	1,82
2,0	1 881	2 031	1 881	1 708	1,40
2,5	2 381	2 531	2 341	2 185	1,38
3,0	2 881	3 031	2 701	2 644	1,10
3,5	3 381	3 531	3 251	3 050	1,02
4,0	3 881	4 031	3 731	3 474	0,94
4,5	4 381	4 531	4 221	3 878	0,96
5,0	4 881	5 031	4 681	4 268	1,08



Obrázek 6.5: Konečný simulační model tříelektrodové fokusační optiky. Modrou křivkou je znázorněn průběh potenciálu na ose. Dále jsou zobrazeny fokusované ionty s energií na vzorku (a) 500 eV, (b) 5 keV.

6.2 Konstrukční návrh optiky

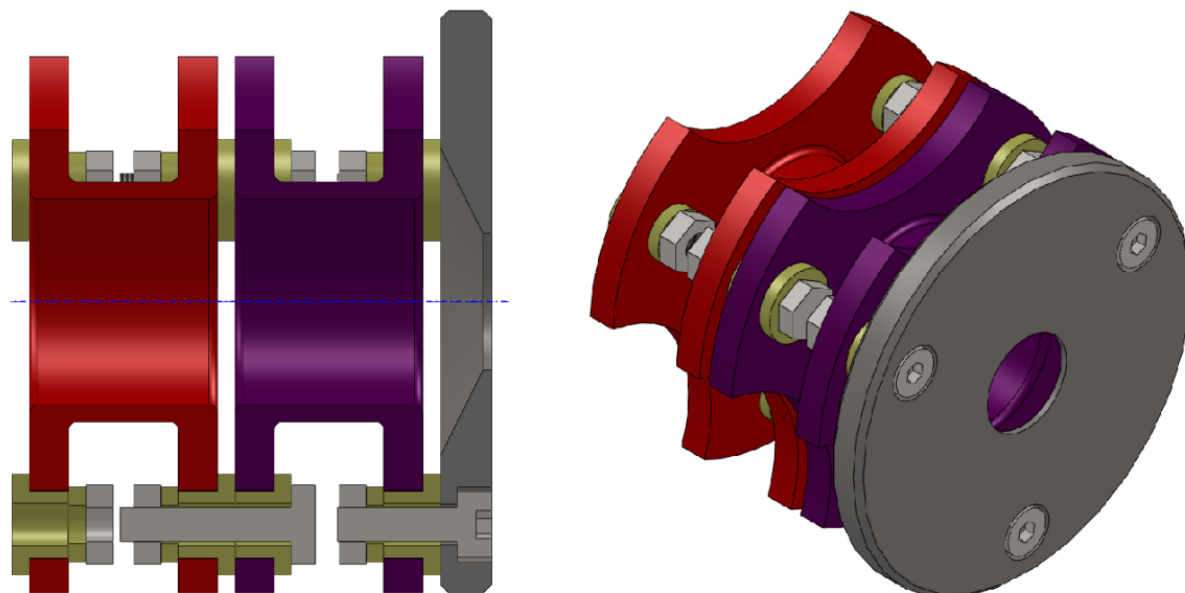
Podobně jako v bakalářské práci jsem i zde po vytvoření konečného iontově-optického návrhu začal vytvářet konstrukční model. Použil jsem opět program SolidWorks a v návrhu jsem se v maximální možné míře snažil dodržet geometrii simulačního modelu.

Vzhledem k tomu, že jsem iontově-optický návrh při závěrečných optimalizacích mírně přizpůsoboval právě konstrukčnímu návrhu, byl model velmi rychle hotov. K tomu přispěla také skutečnost, že obě fokusační elektrody měly stejnou délku i průměr středového otvoru. Navrhl jsem tedy systém, ve kterém byly tyto elektrody tvořeny identickými díly, čímž by došlo k výraznému zjednodušení výroby.

První návrh je zobrazen na obrázku 6.6. Skládá se ze dvou již zmiňovaných identických elektrod a stínící elektrody ve tvaru disku. Jednotlivé elektrody jsou od sebe odděleny keramickými vložkami. Keramické díly mají tři hlavní funkce. Jednak slouží k přesnému vymezení vůle mezi elektrodami, dále zajišťují elektrickou izolaci a také jsou jimi vedeny šrouby spojující jednotlivé části sestavy.

V elektrodách se nachází trojice otvorů sloužících pro umístění keramik. Otvory jsou umístěny rovnoměrně na roztečné kružnici se stejným průměrem, jaký jsem použil již při návrhu iontového zdroje — viz např. obrázek 4.2. Díky tomu je možné optiku připevnit na stejnou trojici svorníků, které spojují sestavu těla zdroje. K připojení optiky slouží keramické vložky a matice zobrazené v levé části obrázku. Bylo by teoreticky možné vyrobit dlouhé svorníky a spojit s nimi pevně jak tělo zdroje, tak fokusační optiku. Toto řešení jsem však zamítl kvůli požadavku, aby optika tvořila samostatný celek a mohla být ke zdroji připevněna nezávisle.

Fokusační elektrody mají po obvodu odebraný materiál. Tím je zajištěna možnost bezproblémového vedení přívodních drátů spojujících elektrody s vakuovou průchodkou umístěnou na hlavní přírubě iontového zdroje. Odebráním materiálu je také snížena hmotnost elektrod, což je další z požadavků kladených na konstrukční návrh.

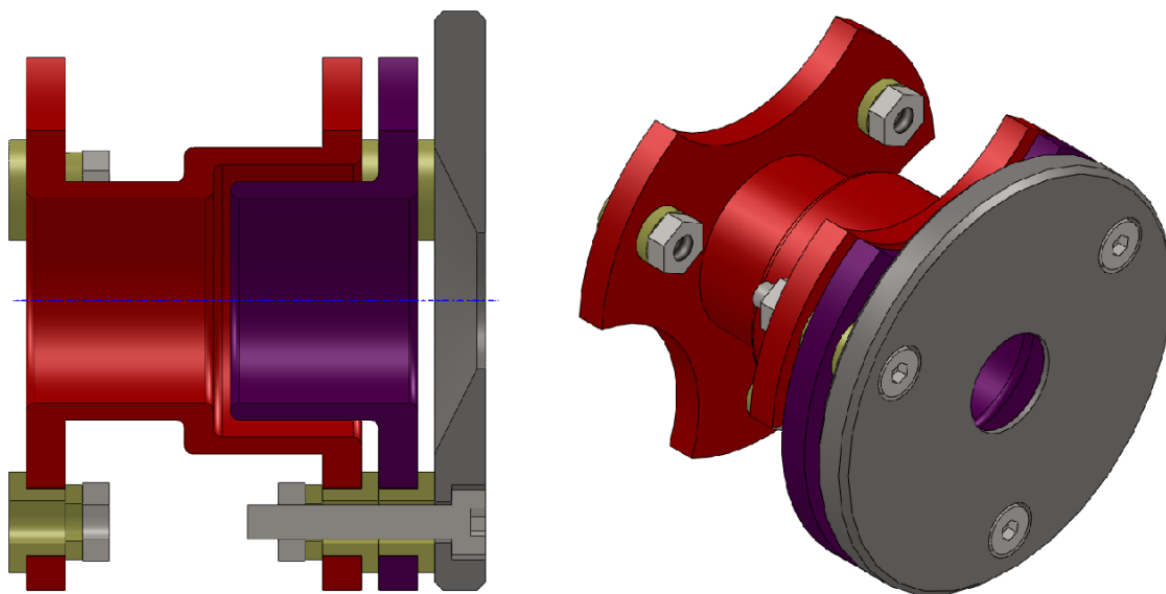


Obrázek 6.6: První konstrukční návrh tříelektrodové fokusační optiky s identickými fokusačními elektrodami.

6.2 KONSTRUKČNÍ NÁVRH OPTIKY

I přes mnohé výhody tohoto návrhu jsem se pokusil vytvořit lepší. Důvodem bylo zejména použití většího množství keramických dílů (12× vložka, 9× podložka M2) a spojovacího materiálu (6× šroub, 9× matice). S velkým množstvím keramik také souvisel možný radiální posun elektrod vůči sobě, což by byl samozřejmě velmi nežádoucí jev. Dalším důvodem byly malé axiální rozměry vybrání mezi čely elektrody, kvůli kterým by se obtížně utahovaly matice. Nesprávným zvolením délek šroubů by také mohlo dojít k jejich kontaktu, případně k elektrickému průrazu vlivem jejich malé vzdálenosti. V prvním návrhu také nebylo zcela vyřešeno spojení přívodních drátů s elektrodami.

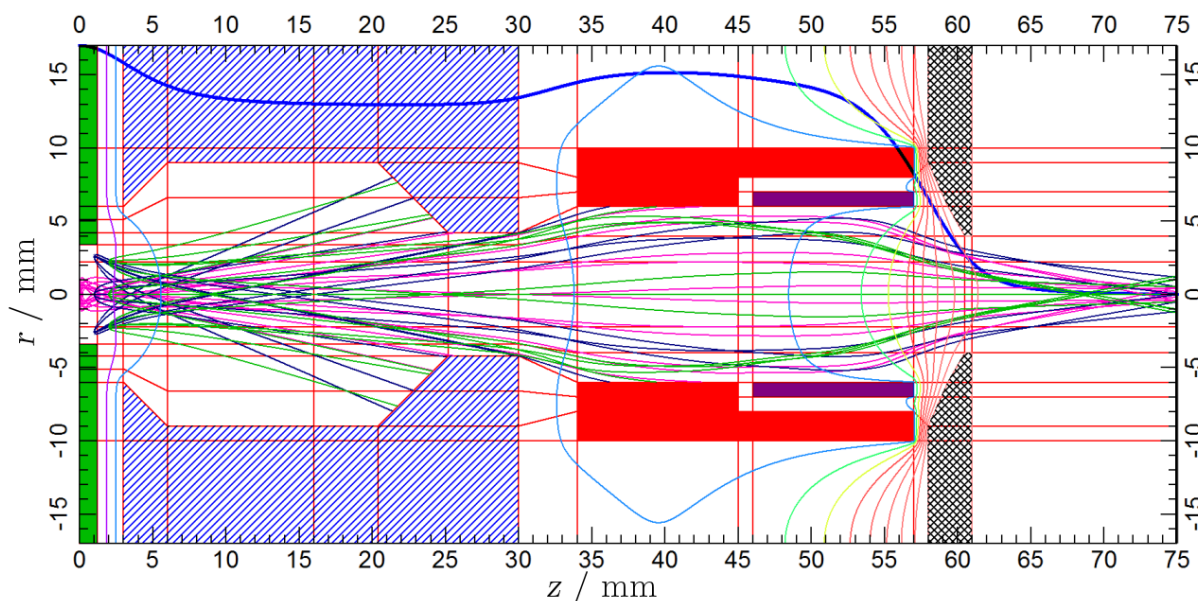
Nový návrh zachovával všechny důležité rozměry simulačního modelu — délku a vnitřní průměr elektrod, vzdálenost mezi nimi a také vzdálenost mezi optikou a čelem zdroje. Kvůli všem výše zmíněným důvodům však již nebylo možné zachovat identické fokusační elektrody. První elektrodu umístěnou nejbližší zdroji jsem značně prodloužil, čímž jsem vyřešil problémy s malým prostorem pro utažení matic. Také jsem zvětšil vnitřní průměr jedné její části. U druhé fokusační elektrody jsem odebral jednu z čelních ploch. Díky tomu jsem umožnil zasunutí obou elektrod do sebe. Stínicí elektroda zůstala beze změny. Konstrukční model obsahující tyto změny je zobrazen na obrázku 6.7.



Obrázek 6.7: Konečný konstrukční návrh tříelektrodové fokusační optiky.

Geometrii nového návrhu jsem vložil do simulačního modelu, abych ověřil, že touto změnou nedochází k ovlivnění elektrostatického pole uvnitř fokusační optiky. Výsledek simulace je znázorněn na obrázku 6.8. Srovnáním s obrázkem 6.5(a) lze vidět, že průběh potenciálu na ose i trajektorie trasovaných iontů jsou shodné. Ověřil jsem tedy, že elektrostatické pole uvnitř optiky závisí pouze na vnitřních rozměrech jednotlivých elektrod a je nezávislé na jejich tvaru dále od osy. Nový návrh jsem díky tomuto zjištění mohl prohlásit za konečný.

Výhoda nového návrhu spočívá v použití menšího počtu keramických dílů a spojovacího materiálu. Všechny tři elektrody jsou totiž spojeny na jedné straně sestavy pomocí tří šroubů. Díky navrženému spojení lze omezit nežádoucí posun elektrod vůči sobě. Připojení fokusační optiky k tělu zdroje je řešeno stejně jako v předchozím návrhu. Kvůli prodloužení elektrody však může jen obtížně dojít k elektrickému průrazu mezi svorníky a ostatními částmi optiky.



Obrázek 6.8: Simulační model tříelektrodové fokusační optiky s upravenými elektrodami. Modrou křivkou je znázorněn průběh potenciálu na ose, který je stejný jako na obrázku 6.5(a). Trajektorie fokusevaných iontů s energií na vzorku 500 eV jsou také stejné.

6.3 Sestavení fokusační optiky

Závěrečnou fází vývoje konstrukčního návrhu bylo vytvoření výkresové dokumentace k jednotlivým dílům a k sestavě fokusační optiky. Vytvořené výkresy elektrod jsem poté zadal do výroby. Kvůli jednoduchosti návrhu mohly být díly opět vyrobeny v dílně na ÚFI FSI VUT v Brně. Kompletní výkresová dokumentace je přiložena k této práci.

Fotografie vyrobených elektrod je na obrázku 6.9(a). Tyto díly jsem následně složil, přičemž jsem využil keramických vložek a podložek od firmy *Tectra*. Složení proběhlo bez větších komplikací, protože díly byly kvalitně a přesně vyrobeny. Nejvíce času jsem strávil při utahování matic — bylo třeba všechny tři elektrody vycentrovat vůči sobě. To se podařilo a sestava fokusační optiky byla připravena na připojení k tělu iontového zdroje. Hotová sestava optiky je zobrazena na obrázcích 6.9(b) a (c).

Před připevněním optiky k iontovému zdroji bylo nutné odstranit smyčku nainstalovanou z důvodu omezení vlivu sekundárních elektronů (viz sekce 5.6). Samotné připevnění opět proběhlo bez komplikací a je zobrazeno na obrázku 6.9(d).

Otestování navržené optiky však již neproběhlo, protože v testovací aparatuře nebyla možnost přiblížit iontový zdroj k Faradayově sondě (nebo opačně). Ve všech dříve provedených experimentech byla jejich vzdálenost přibližně 70 mm. Délka přidané optiky (i s mezerou mezi čelem zdroje a první fokusační elektrodou) dosahovala přibližně 33 mm. Čelo fokusační optiky se tedy nacházelo přibližně ve vzdálenosti 37 mm od čela sondy, přičemž požadovaná vzdálenost byla 14 mm. Faradayova sonda nebyla nainstalována na manipulatoru s posuvem v ose z , navíc by u této aparatury ani nebylo možné dosáhnout posuvu o zhruba 20 mm. Výroba nové sondy, jejíž čelo by se nacházelo v požadované pracovní vzdálenosti, již nebyla z časových důvodů provedena.

6.3 SESTAVENÍ FOKUSAČNÍ OPTIKY

(a)



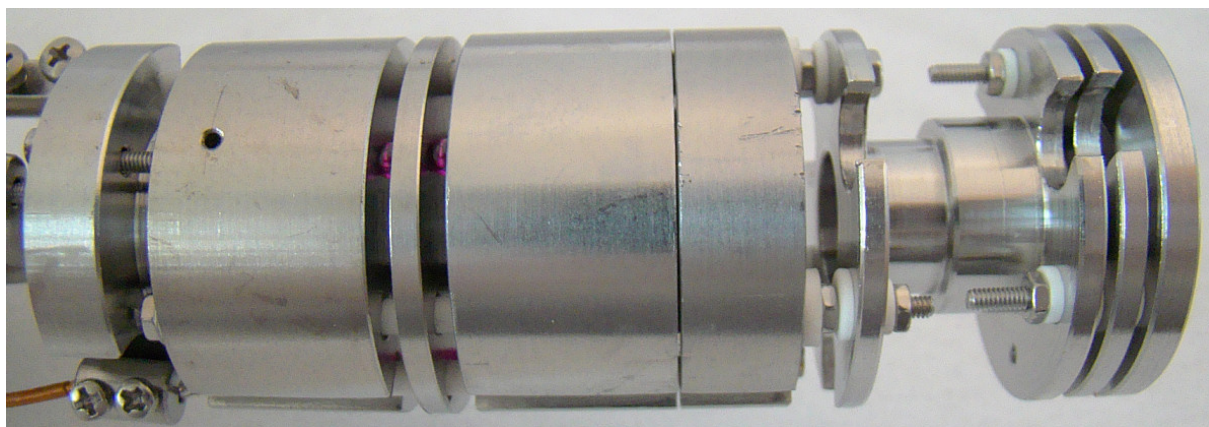
(b)



(c)



(d)



Obrázek 6.9: Fotografie fokusační optiky v průběhu sestavování. (a) Vyrobené elektrody, (b) a (c) pohled na sestavenou fokusační optiku, (d) celkový pohled na sestavu iontového zdroje s nainstalovanou optikou.

7. Závěr

Ve své diplomové práci jsem se zabýval optimalizací a vylepšováním iontového zdroje se sedlovým polem, který je určen zejména pro odprašování vzorků před pozorováním v elektronovém mikroskopu. Prvním cílem práce bylo navržený iontový zdroj sestavit, otestovat jeho vlastnosti a následně jej optimalizovat. Druhým cílem práce pak bylo vytvořit iontově-optický a konstrukční návrh fokusační optiky, dále ji sestavit a připojit k iontovému zdroji. Bylo požadováno, aby extrahovaný iontový svazek dosahoval vysokých proudových hustot (stovky $\mu\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$) a aby byl fokusován do malé stopy (stovky μm) při pracovní vzdálenosti mezi 10 a 20 mm. Ionty by při dopadu na vzorek měly dosahovat vysokých energií (jednotky keV).

Oba cíle diplomové práce byly splněny. Z vyrobených dílů jsem sestavil tělo iontového zdroje, zabezpečil elektrické spojení jednotlivých částí s vysokonapěťovou průchodkou a kompletní sestavu zdroje jsem umístil do testovací vakuové aparatury. Při prvotním experimentu jsem na Faradayově sondě naměřil iontový proud, ovšem velmi malý (jednotky nA). Ke zlepšení této situace jsem navrhl a implementoval novou anodu s větším středovým otvorem, díky které docházelo k menším ztrátám elektronů vlivem nárazu do anody. Srovnání velikosti iontového proudu dosaženého s původní a s novou anodou je znázorněno na obrázku 5.6(a).

Velká část procesu optimalizace se zaměřovala na žhavenou katodu, protože jsem zjistil, že je to klíčový prvek zdroje. Měnil jsem tvar vlákna, jeho průměr či délku, polohu vlákna vůči sedlovému bodu a také způsob uchycení k tělu zdroje. Při experimentech jsem totiž zjistil, že docházelo k silnému naprašování keramik oddělujících katodu od zbytku těla zdroje. Vodivá vrstva na povrchu keramik způsobovala elektrické spojení s tělem zdroje, což vedlo k nepředvídatelnému chování zdroje. Optimalizovaný návrh tvaru a uchycení vlákna je zobrazen na obrázku 5.16. Upraven byl také elektrický obvod použitý k provozu iontového zdroje.

Výsledky experimentů provedených s optimalizovaným iontovým zdrojem velmi dobře odpovídají teorii a výsledkům iontově-optických simulací. Byla například naměřena závislost daná Richardsonovým-Dushmanovým vztahem (3.1) nebo závislost iontového proudu na tlaku pracovního plynu daná rovnicí (3.3). Mezi nejdůležitější experimenty však musím zařadit měření příčného proudového profilu svazku (obrázek 5.21) a měření energiového spektra iontů (obrázek 5.24).

Prvním zmíněným experimentem jsem potvrdil výsledky simulačního modelu — totiž, že iontový svazek je divergentní a ve vzdálenosti cca 70 mm od čela zdroje dosahuje průměr svazku přibližně 30 mm. Také jsem zjistil, že nejvíce iontů vzniká v blízkosti osy zdroje, což je jev zmiňovaný i v literatuře. Metodou „integrace“ profilu iontového proudu jsem se pokusil odhadnout celkový proud vycházející ze zdroje. Metoda je podrobně popsána v závěru sekce 5.6. Odhadnuté hodnoty proudu pro různě nastavené potenciály částí iontového zdroje jsou uvedeny v tabulce 5.1. Pro nejčastěji používané nastavení (urychlovací napětí elektronů $U_{\text{acc}} = 150\text{ V}$, žhavicí proud 1,8 A a tlak plynu $1 \times 10^{-3}\text{ Pa}$) dosahuje odhadnutá hodnota proudu přibližně 150 nA. Nejvyšší odhadnutá hodnota pak dosahuje 485 nA. Odhady proudu vcelku dobře odpovídají reálné situaci, a to i přesto, že jsou stanoveny s velkou nepřesností.

Měření energiového spektra jsem potvrdil, že iontový zdroj skutečně funguje jako zdroj sedlového typu. V souladu s literaturou i simulacemi se totiž ve spektru objevuje jediný pík, který odpovídá iontům vznikajícím v okolí sedlového bodu.

Na návrh fokusační optiky jsem již od počátku kladl několik požadavků, zejména na fokusaci do co nejmenší stopy, dále na jednoduchost návrhu či malou délku sestavy. Při vývoji jsem postupně zvyšoval počet elektrod a sledoval vliv na velikost stopy. Jako konečný návrh byl prohlášen model se třemi elektrodami — viz obrázek 6.5. Dvě z nich slouží jako fokusační (tzn. lze na nich nastavit libovolný potenciál) a třetí elektroda, uzavírající sestavu fokusační optiky, je uzemněna.

V simulačním modelu jsem s touto sestavou dosáhl minimální stopy o průměru 0,94 mm při pracovní vzdálenosti 14 mm a energii iontů 4 keV. Pokud by na vzorek dopadly všechny ionty vycházející z iontového zdroje, pak by pro urychlovací napětí elektronů $U_{\text{acc}} = 150 \text{ V}$ dosahovala proudová hustota přibližně $215 \text{ nA} \cdot \text{mm}^{-2} = 21,5 \text{ } \mu\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$ a pro urychlovací napětí $U_{\text{acc}} = 450 \text{ V}$ přibližně $70 \text{ } \mu\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$. Tyto proudové hustoty bohužel nedosahují požadovaných hodnot zmíněných výše. Je však nutné si uvědomit, že proudové hodnoty byly vypočítány pro konstantní proudový profil ve stopě o stanoveném průměru. Ve skutečnosti však může mít proudový profil opět Gaussovský průběh, čímž by ve středu stopy dosahovala proudová hustota vyšších hodnot srovnatelných s těmi požadovanými.

Optimalizovaný konstrukční návrh fokusační optiky je znázorněn na obrázku 6.7. Dle návrhu byly jednotlivé díly vyrobeny, sestava optiky složena a připojena k iontovému zdroji. K otestování optiky však již nedošlo kvůli omezeným možnostem vakuové aparatury.

Výsledkem diplomové práce je optimalizovaný a otestovaný iontový zdroj se sedlovým polem, k němuž byl nainstalován prototyp fokusační optiky. Navržený zdroj má velký potenciál v oblasti odprašování vzorků v elektronovém mikroskopu. Svědčí o tom mimo jiné skutečnost, že článek pojednávající o prvotních dosažených výsledcích byl přijat k publikaci v časopise *Jemná mechanika a optika*.

V budoucnu je potřeba zdroj s optikou otestovat a dosažené výsledky kriticky zhodnotit. Věřím totiž, že samotný návrh fokusační optiky lze vylepšit, aby bylo dosaženo ještě menší stopy na vzorku.

Literatura

- [1] BROWN, I. G.: *The Physics and Technology of Ion Sources*. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. 379 s. ISBN 3-527-40410-4.
- [2] VÁLYI, L.: *Atom and Ion Sources*. Budapest: Akadémiai Kiadó, 1977. 429 s. ISBN 963-05-1113-4.
- [3] FORBES, R. G.: *Liquid Metal Ion Sources*. V ORLOFF, J.: *Handbook of Charged Particle Optics*. CRC Press, 2009. 665 s. ISBN 978-1-4200-4554-3.
- [4] GLAJC, P.: *Návrh iontového zdroje pro odprašování*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 29 s. Bakalářská práce.
- [5] BROWN, I. G.: Elementary Ion Sources. V [1].
- [6] DREEBIT GmbH: *Potential energies of all charge states for the elements from H (Z=1) to U (Z=92)* [online]. [cit. 2014-04-25]. Dostupné z: http://www.dreebit.com/tl_files/dreebit_metro/images/dreebit/downloads/tutorial_potential_energies.pdf
- [7] BROWN, I. G.: Plasma Physics. V [1].
- [8] HALLIDAY, D., RESNICK, R., WALKER, J.: *Fyzika*. Brno: VUTIUM, 2000. 1198 s. ISBN 80-214-1868-0.
- [9] LUCIER, A.-S.: *Preparation and Characterization of Tungsten Tips Suitable for Molecular Electronics Studies*. Montréal: McGill University, Department of Physics, 2004. 115 s. Diplomová práce.
- [10] GRIFFITHS, D. J.: *Introduction to Electrodynamics*. New Jersey: Prentice Hall, 1999. 576 s. ISBN 0-13-805326-X.
- [11] DUBRAVCOVÁ, V.: *Vákuová a ultravákuová technika*. Bratislava: Vydavateľstvo Alfa, 1992. 232 s. ISBN 80-05-01090-7.
- [12] CHEN, F. F.: *Úvod do fyziky plazmatu*. Praha: Academia, 1984. 328 s.
- [13] BELLAN, P. M.: *Fundamentals of Plasma Physics*. Cambridge University Press, 2006. 609 s. ISBN 0-511-16096-8.
- [14] KITTEL, CH.: *Úvod do fyziky pevných látek*. Praha: Academia, 1985. 598 s.
- [15] ZLÁMAL, J.: *Simulace elektrostatických iontově optických systémů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2003. 64 s. Dizertační práce.
- [16] SPÄDTKE, P.: Computer Simulation of Extraction. V [1].
- [17] HOLLINGER, R.: Ion Extraction. V [1].
- [18] RICHARDSON, O. W.: *Emission From Hot Bodies*. Wexford College Press, 2003. 332 s. ISBN 19-29-14810-0.

LITERATURA

- [19] FORSYTHE, W. E., WORTHING, A. G.: The Properties of Tungsten and the Characteristics of Tungsten Lamps. *Astrophysical Journal*. 1925, roč. 61, s. 146-185.
- [20] REIMER, L., KOHL, H.: *Transmission Electron Microscopy: Physics of Image Formation*. Springer, 2008. 587 s. ISBN 978-0-387-34758-5.
- [21] GAVRLIOV, N.: High Current Gaseous Ion Sources. V [1].
- [22] BRODIE, I., MURAY, J. J.: *The Physics of Micro/Nano-Fabrication*. New York: Plenum Press, 1992. 653 s. ISBN 0-306-44146-2.
- [23] LEUNG, K. N.: Radio-Frequency Driven Ion Sources. V [1].
- [24] SAKUDO, N.: Microwave Ion Sources. V [1].
- [25] ISHIKAWA, J.: Negative Ion Sources. V [1].
- [26] McILRAITH, A. H.: A Charged Particle Oscillator. *Journal of Vacuum Science and Technology*. 1972, roč. 9, čís. 1, str. 209–212. ISSN 0022-5355.
- [27] REVELL, P. J., EVANS, A. C.: Ion beam etching using saddle field sources. *Thin Solid Films*. 1981, roč. 86, čís. 2–3, str. 117–123. ISSN 0040-6090.
- [28] MUGGLETON A. H. F.: Nuclear target fabrication using a modified fine beam saddle-field ion source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 1991, roč. 303, čís. 1, str. 157–161. ISSN 0168-9002.
- [29] FRANKS, J.: Properties and applications of saddle-field ion sources. *Journal of Vacuum Science and Technology*. 1979, roč. 16, čís. 2, str. 181–183. ISSN 0022-5355.
- [30] FITCH, R. K., *et al.*: A new type of ion source. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1970, roč. 3, čís. 9, str. 1399–1402. ISSN 0022-3727.
- [31] ENSINGER, W.: Ion sources for ion beam assisted thin-film deposition. *Review of Scientific Instruments*. 1992, roč. 63, čís. 11, str. 5217–5233. ISSN 0034-6748.
- [32] HARROLD, P. J., DELCHAR, T. A.: Discharge characteristics of a saddle-field ion source. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1989, roč. 22, čís. 9, str. 1275–1280. ISSN 0022-3727.
- [33] SARANGI, A., *et al.*: Characterisation of a saddle field fast atom beam source and its application to the growth of diamond-like carbon films. *Vacuum*. 2000, roč. 58, čís. 4, str. 609–627. ISSN 0042-207X.
- [34] HÜBLER, R., SCHREINER, W. H., BAUMVOL, I. J. R.: A New and Simple Ion Source for Ion Beam Assisted Deposition of Thin Films. *Physica status solidi (a)*. 1991, roč. 127, čís. 1, str. K19–K23. ISSN 1862-6319.
- [35] ABDELRAHMAN, M. M., ABDELSALAM, F. W.: Modified Saddle Field Ion Source Using A Ring Focusing Electrode. *Journal of Nuclear and Particle Physics*. 2012, roč. 2, čís. 3, str. 26–30. ISSN 2167-6909.

- [36] RUSHTON, G. J., O'SHEA, K. R., FITCH, R. K.: Modes of operation of an electrostatic ion gun. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 1973, roč. 6, čís. 10, str. 1167–1172. ISSN 0022-3727.
- [37] GODECHOT, X., BERNARDET, H., LEJEUNE, C.: Optimization and performance of a saddle field ion source. *Review of Scientific Instruments*. 1990, roč. 61, čís. 10, str. 2608–2613. ISSN 0034-6748.
- [38] THOMAS, G. E., GREENE, J. P.: Target thinning using a saddle field ion source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 1993, roč. 334, čís. 1, str. 132–136. ISSN 0168-9002.
- [39] VOEVODIN, A. A., *et al.*: Characterisation of a Saddle Field Source for Deposition of Diamond-like Carbon Films. *Ceramics International*. 1996, roč. 22, čís. 1, str. 1–5. ISSN 0272-8842.
- [40] ABDELRAHMAN, M. M., HELAL, A. G.: Developments of saddle field ion sources and their applications. *IX Radiation Physics and Protection Conference*. 2008, [cit. 2014-04-28]. Dostupné z: <http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/40/092/40092035.pdf>.
- [41] ABDELRAHMAN, M. M., ABDELSALAM, F. W.: Optimization of cold cathode saddle field ion source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2010, roč. 613, čís. 2, str. 185–189. ISSN 0168-9002.
- [42] KHOROSSANY, M., FITCH, R. K.: Energy distribution of the ions produced by saddle field ion sources. *Vacuum*. 1977, roč. 27, čís. 3, str. 159–162. ISSN 0042-207X.
- [43] THATCHER, W. J.: *A study of the properties and application of electrostatic charge particle oscillators*. Birmingham: University of Aston, Physics Department, 1970. 120 s. Dizertační práce.
- [44] RUSHTON, G. J., FITCH, R. K.: The twin anode electrostatic ion gun with thermionic electron injection. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1974, roč. 7, čís. 4, str. 313–315. ISSN 0022-3735.
- [45] FITCH, R. K., *et al.*: The oscillator gauge: a new type of ionization gauge. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1971, roč. 4, čís. 8, str. 553–556. ISSN 0022-3735.
- [46] REVELL, P. J., GOLDSPIK, G. F.: Reactive ion beam etching of silicon compounds with a saddle-field ion sources. *Journal of Vacuum Science and Technology*. 1981, roč. 19, čís. 4, str. 1398–1402. ISSN 0022-5355.
- [47] HARRY, M., ZUKOTYNSKI, S.: The use of a direct current saddle-field plasma for the deposition of hydrogenated amorphous silicon. *Journal of Vacuum Science and Technology A*. 1991, roč. 9, čís. 3, str. 496–500. ISSN 0734-2101.
- [48] PEGGS, G. N., McILRAITH, A. H.: A sensitive time-of-flight molecular beam detector. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1973, roč. 6, čís. 11, str. 1137–1139. ISSN 0022-3735.

LITERATURA

- [49] ZLÁMAL, J., LENCOVÁ, B.: Development of the program EOD for design in electron and ion microscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2011, roč. 645, čís. 1, str. 278–282. ISSN 0168-9002.
- [50] RAJU, G. G.: Electron-atom Collision Cross Sections in Argon: An Analysis and Comments. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. 2004, roč. 11, čís. 4, str. 649–673. ISSN 1070-9878.
- [51] NEDĚLA, V., *et al.*: Comparison of calculated, simulated and measured signal amplification in a variable pressure SEM. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. 2011, roč. 645, čís. 1, str. 79–83. ISSN 0168-9002.
- [52] OCI Vacuum Microengineering.: *Ion Sputtering Gun and Power Supply, Model IPS3-D* (manuál k použití). 2005, [cit. 2014-05-21]. Dostupné z: <http://www.src.wisc.edu/users/scienta_info/Scienta_200U_Information.htm>
- [53] FALSTAD, P.: *Analog Circuit Simulator Applet* [online]. [cit. 2014-05-21]. Dostupné z: <http://www.falstad.com/circuit/>
- [54] MACH, J.: *Vývoj a aplikace UHV zařízení pro depozice tenkých vrstev (atomární a iontové svazkové systémy)*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2009. 103 s. Dizertační práce.
- [55] ORLOFF, J., SWANSON, L. W.: An asymmetric electrostatic lens for field emission microprobe applications. *Journal of Applied Physics*. 1979, roč. 50, čís. 4, str. 2494–2501. ISSN 0021-8979.

Seznam příloh

Příloha na CD

- iontově-optický návrh fokusační optiky (EOD)fokus.zip
- 3D model sestavy fokusační optikyfokus-model.STEP
- kompletní výkresová dokumentace ve formátu PDF.....vykresy.zip

Tištěná příloha

- kompletní výkresová dokumentace