

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

Katedra fyziky



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Optimalizace extrakce iontového svazku fúzního neutronového zdroje

Karel Boháček

2011

Vedoucí práce: Doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.

pred svazanim vložit zadání

oboustranne

Prohlášení

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

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

V Praze dne _____

Karel Boháček

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat panu docentu Petráčkovi za jeho podporu, cenné rady, návrhy a podněty, které mi věnoval během vedení mé práce.

Děkuji také všem, kteří mi během psaní této práce vyjádřili svou podporu.

<i>Název práce:</i>	Optimalizace extrakce iontového svazku fúzního neutronového zdroje
<i>Autor:</i>	Karel Boháček
<i>Katedra:</i>	Katedra fyziky na FJFI ČVUT v Praze
<i>Obor:</i>	Jaderné inženýrství
<i>Druh práce:</i>	Bakalářská práce
<i>Vedoucí práce:</i>	Doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.
<i>Abstrakt:</i>	Tato práce je jedním ze základních stavebních kamenů přípravy funkčního fúzního neutronového zdroje na FJFI ČVUT. V začátku práce je zmíněn potřebný teoretický základ o jaderné fúzi. Dále jsou uvedeny základní informace o fúzním neutronovém zdroji, stručný nástin návrhu fúzního neutronového zdroje pro FJFI ČVUT a jeho možná využití. Následující kapitola pojednává o realizovatelných způsobech ionizace plynů a zmiňuje základní parametry plazmy. V závěrečné (hlavní) kapitole této práce je popsána teorie iontového zdroje využívajícího elektronové ionizace. Tato kapitola také předkládá nároky kladené na iontový zdroj pro fúzor. Dále je zde detailně popsán konkrétní návrh tohoto iontového zdroje i softwarová simulace extrakce iontů z tohoto zařízení. V úplném závěru je vysvětlena potřebná teorie z oboru vakuové techniky.
<i>Klíčová slova:</i>	fúzní neutronový zdroj, inerciální elektrostatické udržení fúze, elektronová ionizace, iontový zdroj, extrakce iontů

Thesis title: **Optimalization of ion beam extraction from the neutron fusion source**

Author: Karel Boháček

Department: Department of Physics at FNSPE CTU in Prague

Branch of study: Nuclear Engineering

Kind of thesis: Bachelor's thesis

Supervisor: Doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.

Abstract: This thesis is the basis for creating the functional fusion neutron source for FNSPE CTU. In the beginning of the thesis, there are necessary theoretical basics to nuclear fusion. Also elementary information about the fusion neutron source, a brief design of fusion neutron source for FNSPE CTU and its possible applications are mentioned. In the following chapter, realizable methods of gas ionization, and basic plasma parameters are discussed. The last chapter of the thesis contains an introduction to electron-impact ion source, the demands on ion source used in fusion neutron source, specific ion source design, software simulation of ion beam extraction and the necessary basics to vacuum systems.

Keywords: fusion neutron source, inertial electrostatic confinement fusion, electron-impact ionization, ion source, ion beam extraction

Obsah

1	Úvod	1
2	Jaderná fúze	2
2.1	Základy jaderné fúze	2
2.2	Magnetické udržení fúzní reakce	5
2.3	Inerciální elektrostatické udržení fúzní reakce	6
3	Fúzní neutronový zdroj	7
3.1	Základní model fúzoru	7
3.2	Navrhovaný fúzní neutronový zdroj	11
3.3	Využití fúzního neutronového zdroje	13
4	Ionizace atomů a molekul	14
4.1	Elektronová ionizace	14
4.2	Fotoionizace	16
4.3	Základní parametry plazmy	17
4.3.1	Hustota částic	17
4.3.2	Stupeň ionizace	18
4.3.3	Teplota částic	18
4.3.4	Energie a rychlost částic	19
4.3.5	Srážky částic	20
5	Iontový zdroj	22
5.1	Iontový zdroj využívající elektronové ionizace	22
5.2	Návrh iontového zdroje pro fúzor	26
5.2.1	Zdroj elektronů	26

5.2.2	Přívod plynu	28
5.2.3	Zajištění ionizace	28
5.2.4	Magnetické pole uvnitř iontového zdroje	32
5.3	Geometrie navrhovaného iontového zdroje	33
5.4	Optimalizace návrhu iontového zdroje	39
5.5	Simulace extrakce iontového svazku	40
5.5.1	Elektrické pole v počítačové simulaci	40
5.5.2	Magnetické pole v počítačové simulaci	42
5.5.3	Vytvoření částic v počítačové simulaci	42
5.5.4	Extrakce iontů z iontového zdroje	43
5.6	Tlak v iontovém zdroji a ve vakuovém systému	45
5.6.1	Vakuová vodivost otvorů	45
5.7	Realizace navrženého iontového zdroje	49
6	Závěr	51
	Literatura	55

ÚVOD

Cílem této práce je návrh iontového zdroje pro fúzní neutronový zdroj plánovaný na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské ČVUT v Praze. S iontovými zdroji je logicky spojen i způsob extrakce iontů z těchto zařízení, aby bylo ionty možné co nejlépe využít k jejich předpokládanému účelu. Jelikož lze extrakční proces u různých druhů iontových zdrojů provádět různým způsobem, bude součástí návrhu také samotný způsob extrakce vytvořený na základě optimalizace provedené pomocí počítačového programu pro simulaci nabitých částic. Dobrý iontový zdroj je důležitou první metou k úspěšné realizaci fúzoru, který má velký přínos nejen v oblastech, kde jsou využívány neutrony, ale je neocenitelný také pro lepší pochopení fúzních reakcí a získávání nových poznatků z tohoto oboru.

Pro dosažení těchto cílů je nutné do této práce zahrnout potřebné základy o fúzním neutronovém zdroji spolu se stručným návrhem, jak je zamýšleno, že bude toto zařízení vypadat v podmínkách fakulty. K tomu je potřeba obsáhnout teoretický úvod o jaderné fúzi a o obtížích, které při jejím uskutečnění nastávají. Z fúzních reakcí vybereme ty, které jsou nejvhodnější pro využití ve fúzoru, čímž zároveň získáme i odpověď na otázku, jaký plyn budeme chtít v navrhovaném iontovém zdroji ionizovat. Díky pochopení jaderné fúze a fúzního neutronového zdroje bude také možné ujasnit si další nároky kladené na navrhovaný iontový zdroj.

Protože existuje mnoho způsobů ionizace atomů, budou probrány ty, které se hodí pro použití v plánovaném fúzoru a na základě těchto kritérií bude vybrán nejvhodnější typ iontového zdroje, který v připravovaném fúzním neutronovém zdroji použijeme. Extrakční systém bude navržen s ohledem na maximální možný iontový proud při zachování ideálních podmínek pro běh fúzoru. Ze znalosti potřebných veličin bude proveden teoretický odhad tohoto iontového proudu, který by měl v případě konstrukce iontového zdroje být srovnán s experimentálně naměřenou hodnotou a případně dále v rámci možností experimentu optimalizován.

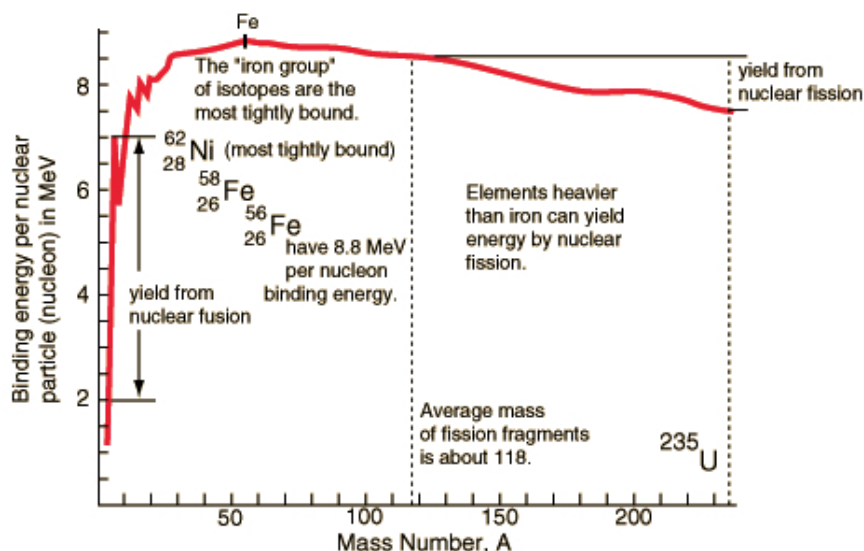
JADERNÁ FÚZE

2.1 Základy jaderné fúze

Jaderná fúze je proces, při němž z lehčích prvků vznikají prvky těžší. Jde tedy o opačný proces k jadernému štěpení. Stejně jako lze štěpením těžkých prvků získávat energii, čehož využívají například jaderné reaktory, lze ji získávat i fúzí lehkých jader. Francisem Astonem, vynálezcem hmotnostního spektrometru, bylo při měření hmotností prvků zjištěno, že hmotnost čtyř jader vodíku (tedy čtyř samostatných protonů) je vyšší, než hmotnost jádra hélia [1], které obsahuje dva protony a dva neutrony. Přitom pokud by se hmotnost jádra rovnala součtu jeho nukleonů, bylo by hélium těžší, neboť neutron má nepatrně vyšší hmotnost než proton [2]. Tento rozdíl hmotností, kdy hmotnost jádra je nižší než součet hmotností jednotlivých nukleonů, které ho tvoří, je způsoben energií vazby atomového jádra, protože jak víme, existuje přímý vztah mezi energií a hmotou, $E = mc^2$. Vazbovou energii jádra je tedy možné vypočítat ze vztahu

$$E_V = [Zm_p + (A - Z)m_n - m(Z, A)] c^2, \quad (2.1)$$

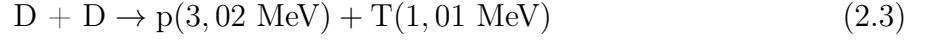
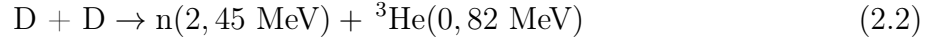
kde m_p je hmotnost protonu, m_n je hmotnost neutronu a $m(Z, A)$ je hmotnost atomového jádra, jehož vazbovou energii počítáme [3]. Při slučování lehkých jader může být tedy uvolněna energie, která odpovídá rozdílu vazbových energií prvků z reakce vystupujících a vazbových energií prvků do reakce vstupujících. Tato energie je rozdělena mezi produkty reakce ve formě kinetických energií. Na obrázku 2.1 je vidět průběh vazbové energie na jeden nukleon v závislosti na počtu nukleonů v jádře. Z průběhu této křivky je také vidět, že energii můžeme z fúze získávat pouze slučováním jader lehčích než železo a že alternativním způsobem získávání energie z jaderných reakcí je štěpení těžkých jader (tzn. jader těžších než železo). Z prudkého stoupání této funkce je zřejmé, že největší energetický výtěžek je dosažitelný při slučování nejlehčích jader.



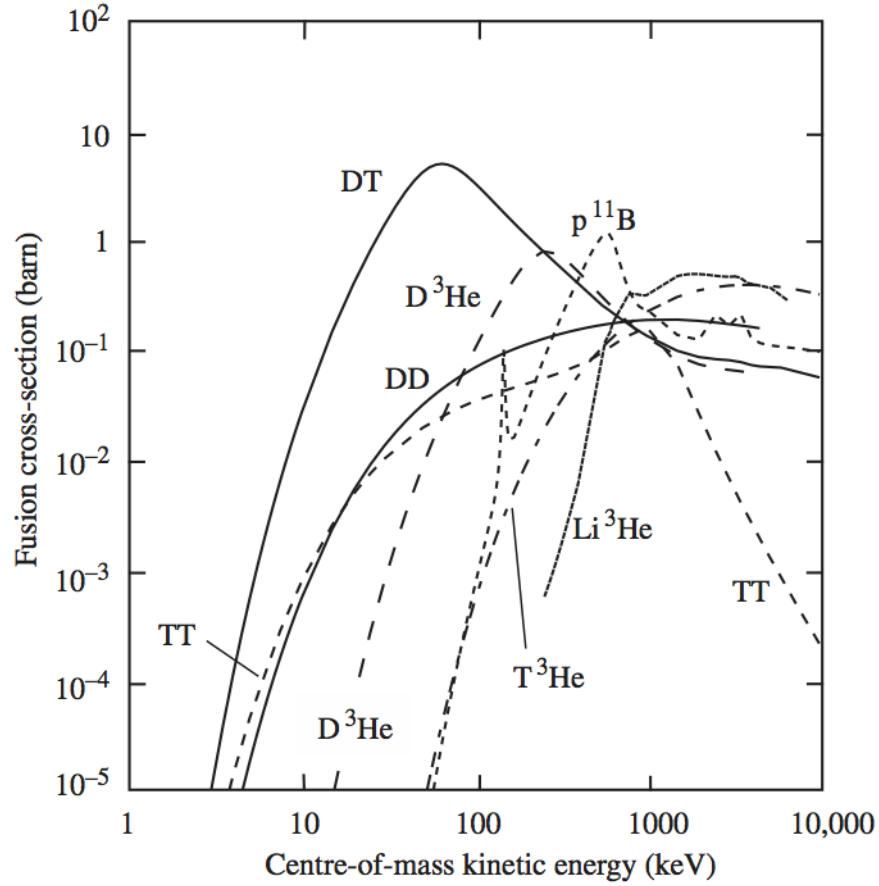
Obrázek 2.1: Vazebná energie na jeden nukleon (v jednotkách MeV) v závislosti na nukleonovém čísle [4].

Fúzní reakce lze využívat k získávání energie či k produkci rychlých neutronů. Několik posledních desetiletí se vědci snaží spustit výrobu elektrické energie za pomoci fúze, zhruba stejně dlouhou dobu je známý také způsob přípravy rychlých neutronů z fúzních reakcí. Na rozdíl od fúzních elektráren však produkce rychlých neutronů ze zařízení zvaného *fúzní neutronový zdroj* (neboli fúzor) poměrně dobře funguje již dnes. I v této oblasti je však stále co zlepšovat, a tak se experimentátoři po celém světě snaží optimalizovat chod fúzorů tak, aby bylo dosaženo co největšího množství fúzních reakcí za časovou jednotku, a byla tak zároveň co nejvyšší produkce neutronů v tomto přístroji.

Nejjednodušší reakcí, při které dochází ke slučování jader a při které jsou zároveň produkovány neutrony, je tzv. D-D reakce, tedy reakce, při níž dochází ke sloučení dvou jader deuteria. Při fúzi těchto prvků mohou se stejnou pravděpodobností nastat dva různé výsledky reakce [1]. V první možné reakci (viz. rovnice 2.2) vzniká jádro obsahující dva protony a jediný neutron. Jedná se o vzácnou formu hélia označovanou jako hélium-3 (značíme ${}^3_2\text{He}$). Druhým produktem této reakce je nevázaný neutron, který odnáší většinu energie uvolněné při reakci. Při druhé možné reakci (viz. rovnice 2.3) vzniká osamocený proton a jádro tvořené dvěma neutrony a jedním protonem. Jde o jádro supertěžkého vodíku, který nazýváme tritium (značíme ${}^3_1\text{H}$ nebo také T).

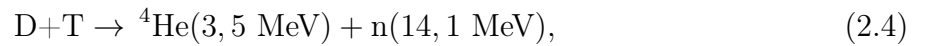


Jak je vidět z obrázku 2.2, pro D-D reakci je účinný průřez maximální při energii srážky vyšší než 1 MeV. Pro dosažení těchto energií by bylo třeba velmi vysokých napětí mezi elektrodami fúzoru, a budeme se proto muset spokojit s nižšími energiemi srážek, a tedy i s menším účinným průřezem.



Obrázek 2.2: Účinný průřez některých fúzních reakcí v závislosti na energii srážky [5].

Z obrázku 2.2 je však také zřejmé, že nejvýhodnější reakce pro využití ve fúzorech je D-T reakce, neboli



kteřá má maximum mezi 50 a 100 keV a hodnoty účinného průřezu jsou v této oblasti energií přibližně o dva řády větší než v případě výše zmiňovaných D-D reakcí. Při tomto procesu je uvolněno ještě větší množství energie než u D-D reakcí [5] a jejich využití je plánováno ve fúzních reaktorech. Je třeba si však uvědomit, že deuterium lze připravit elektrolyticky z těžké vody, kterou lze relativně snadno obstarat. Oproti tomu tritium se v přírodě kvůli tomu, že se jedná o nestabilní prvek (má poločas rozpadu 12,3 roku [3]), nenachází a připravuje se právě fúzí deuteria, neutronovým štěpením lithia nebo je získáváno z těžkovodních jaderných reaktorů [1].

Měření účinných průřezů byla prováděna tak, že například ion deuteria byl urychlován proti pevnému terčíku obsahujícímu tritium [6]. Vzhledem k hodnotám těchto účinných průřezů, které se pohybují přinejlepším v řádech 10^{-28} m^2 (což je stále velice malá hodnota), je však tento způsob zajištění fúze velmi neefektivní. Pokud totiž neproběhne fúze nalétávajícího iontu s terčíkovým jádrem, byla energie vynaložená na urychlení iontu investována zbytečně. Je proto logické změnit způsob zajištění fúze tak, abychom co nejvíce zvýšili účinnost zařízení opětovným použitím dosud nevyužitých částic a aby tak nedocházelo ke zbytečným energetickým ztrátám.

2.2 Magnetické udržení fúzní reakce

Jedním ze způsobů jak se vyvarovat výše zmiňovaného plýtvání energie při pokusu dosáhnout fúzních reakcí je zahřátí plynu (například směsi deuteria a tritia) na vysokou teplotu. Při teplotě okolo 200 milionů Kelvinů mají částice plynu dostatek energie na to, aby probíhala fúze dostatečného množství částic. Srážky částic při těchto teplotách způsobí ionizaci a vytvoří se tak úplně ionizované plazma - ionizovaný plyn tvořený pouze kladnými jádry a zápornými elektrony (více v části 4.3). Teploty o takto vysokých hodnotách však nevydrží žádný známý materiál, a proto je třeba zajistit tzv. *magnetické udržení*. Jak je z názvu zřejmé, jde o udržení plazmatu v daném objemu pomocí silného magnetického pole. Na tomto principu pracují tokamaky - zařízení vytvářející toroidální magnetické pole, v němž je udržováno plazma při potřebných vysokých teplotách.

Všechny částice obsažené v plazmatu mají elektrický náboj, což znamená, že na ně v elektromagnetickém poli působí Lorentzova síla [7]. Ta má za následek, že při pohybu kolmo

ke směru magnetické indukce se směr pohybu těchto nabitých částic zakřivuje do kruhové trajektorie. Při pohybu v silném magnetickém poli má tato trajektorie velmi malý poloměr, takže se částice pohybují volně pouze souběžně se směrem magnetické indukce či proti němu. Během tohoto magnetického udržení samozřejmě vlivem srážek probíhají fúzní reakce. Ty mají v případě tokamaku sloužit k výrobě elektrické energie [1].

2.3 Inerciální elektrostatické udržení fúzní reakce

Alternativním způsobem je udržení fúzních reakcí v potenciálové jámě elektrického pole. V takovém případě se ionty pohybují zrychleným pohybem mezi mřížkovými elektrodami a v centru těchto elektrod může vlivem jejich srážek probíhat fúze. Tento způsob udržování fúzní reakce má opět výhodu oproti urychlování iontů proti terčíku, neboť je zajištěna recirkulace iontů, které středem tohoto systému pouze proletěly.

Původně se předpokládalo, že zařízení pro inerciální elektrostatické udržení (z angl. Inertial Electrostatic Confinement, dále jen IEC), navržené Philo J. Farnsworthem a zdokonalené Robertem L. Hirschem, bude možné použít jako fúzní zdroj energie [8]. Tyto úvahy se však ukázaly jako liché. W. M. Nevins ve své práci [9] ukázal, že výtěžek fúze (tedy poměr mezi energií, kterou lze získat z fúzních reakcí, ku energii, kterou musíme vynaložit na zajištění průběhu těchto reakcí) se u zařízení pracujícího na principu IEC pohybuje kolem hodnoty $Q = 0,1$ při využití pro tyto účely nejvhodnějších D-T reakcí. Přitom k tomu, aby mohlo podobné zařízení fungovat jako fúzní reaktor, je třeba zajistit, že tento výtěžek bude alespoň $Q = 10$.

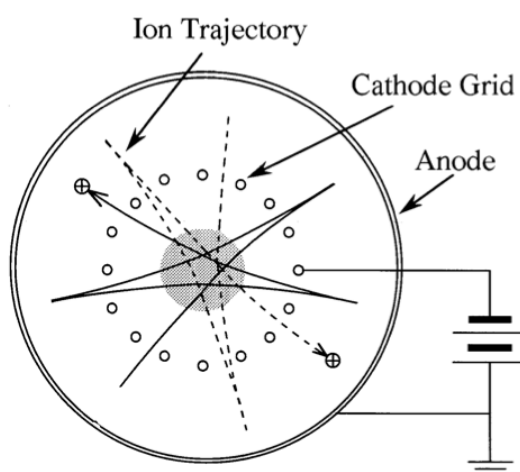
Zařízení pracující na principu IEC však lze dobře použít pro lepší porozumění fúzním jaderným reakcím a také jako zdroj neutronů. Takové zařízení se pak nazývá fúzní neutronový zdroj (neboli fúzor) a jeho úspořádání a využití je probráno v následující kapitole.

FÚZNÍ NEUTRONOVÝ ZDROJ

Fúzní neutronový zdroj je tedy zařízení, které v nejjednodušším případě sestává z dvou soustředných kulových či souosých válcových elektrod-mřížek, z nichž vnitřní mřížka o vysokém záporném potenciálu slouží jako katoda, uzemněná vnější mřížka jako anoda. Někdy je místo vnější mřížky použita přímo stěna vakuové komory, splňuje-li požadované parametry. V celém vakuovém systému bývá napuštěn řídký plyn nebo směs plynů, mezi kterými mají fúzní reakce probíhat. Pro produkci neutronů jde tedy o již zmiňované reakce 2.2 a 2.4.

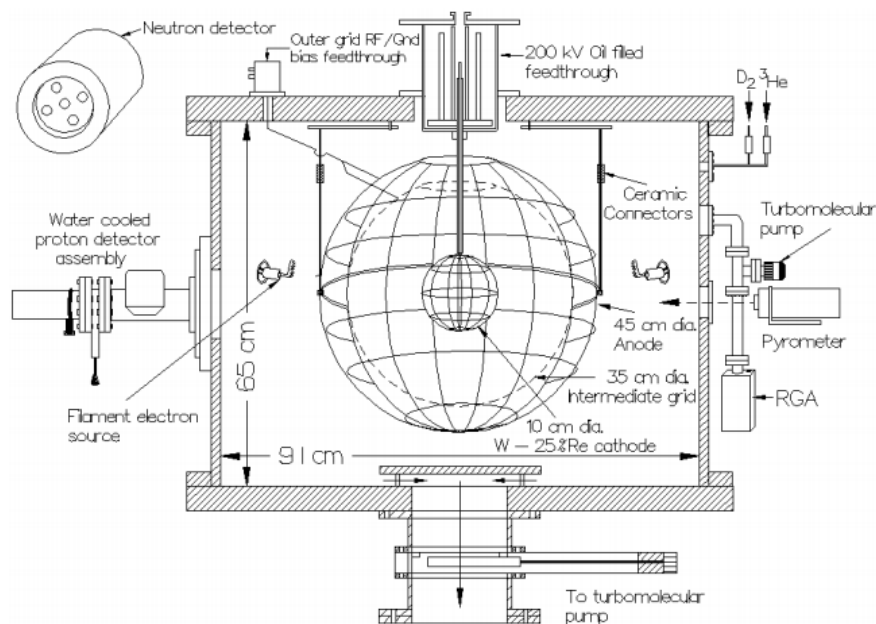
3.1 Základní model fúzoru

Ionizace v tomto jednoduchém modelu probíhá většinou tak, že mřížky jsou zároveň žhavnými elektrodami, a tedy fungují jako emitör elektronů, které jsou schopny ionizovat atomy neutrálního plynu napuštěného v komoře. Takto vzniklé ionty jsou následně urychlovány elektrickým polem do středu fúzoru, kde při srážkách s dalšími ionty probíhá fúze [10]. Schéma jednoduchého fúzoru se sférickým uspořádáním a vakuovou komorou místo mřížkové anody je na obrázku 3.1.



Obrázek 3.1: Schéma jednoduchého fúzoru [11].

Podobně jednoduše koncipovaný fúzor vlastní University of Wisconsin, kde se experimenty na tomto zařízení intenzivně zabývají. Pomocí tohoto zařízení byli schopni získávat proud neutronů až $1,8 \times 10^8$ neutronů za sekundu z D-D reakcí, což znamená, že jde o nejvýkonnější fúzor co do produkce neutronů [12]. Schéma zmiňovaného zařízení na University of Wisconsin je pro lepší představu zobrazeno na obrázku 3.2.

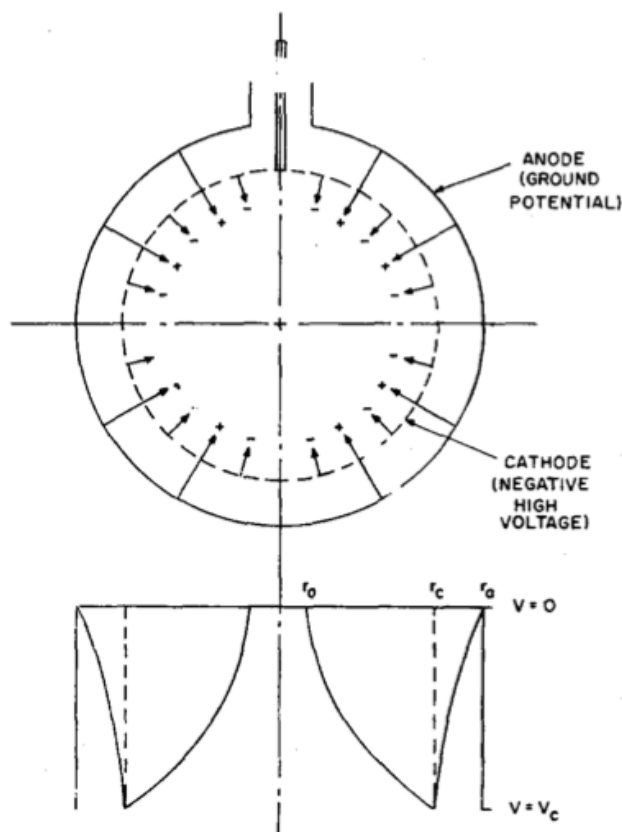


Obrázek 3.2: Schéma fúzního neutronového zdroje z University of Wisconsin [12].

Zajistit dostatečné množství probíhajících fúzních reakcí ve fúzoru (a tedy i vysokou produkci neutronů) však není tak jednoduché, jak by se mohlo ze zjednodušeného popisu zařízení v začátku této kapitoly zdát. Ačkoli jsou fúzor schopni vyrobit i někteří studenti v rámci vědeckých soutěží, produkce neutronů z takových zařízení bývá velmi nízká vzhledem k dosud nejlépe fungujícím fúzorům, jako je třeba právě zmiňované zařízení na University of Wisconsin.

Jedním z problémů, se kterým se při provozu takového zařízení setkáme, je, že ionty vznikají ionizací pomocí elektronů uvolněných z mřížkových elektrod prakticky v celém objemu zařízení, a proto některé z nich nikdy nebudou mít dostatečnou energii k tomu, aby se mohly fúzních reakcí účastnit. Jejich účinný průřez pro fúzi s ostatními urychlenými ionty bude jednoduše příliš malý, neboť při nízkých energiích budou převažovat odpuzivé elektrické síly působící mezi těmito ionty. Dále se také budou ionty soustředit v centrální části fúzoru

a vytvářet prostorový náboj. Tak vzniká virtuální anoda o malém poloměru r_0 , která svou odpudivou elektrickou silou sníží velikost potenciálu zajištěného katodou, zajistí zpomalení již urychlených iontů a následně je bude opětovně urychlovat ve směru od této virtuální anody ke katodě. Dochází tedy k defokusaci [8]. Průběh potenciálu mezi vnější anodou, katodou a zmiňovanou virtuální anodou je zobrazen na obrázku 3.3.

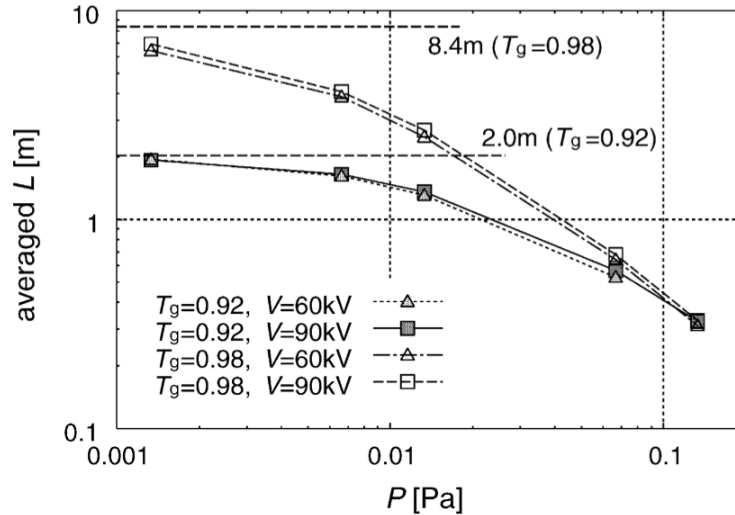


Obrázek 3.3: Potenciál fúzoru tvořeného dvěma sférickými elektrodami, včetně potenciálu vzniklého vlivem virtuální anody [8].

Hlavní výhodou těchto fúzorů oproti terčíkovému uspořádání zmíněnému v kapitole 2 je možnost iontů recirkulovat, tedy opakovaně prolétat středem fúzoru, dokud nedojde ke srážce s jiným iontem nebo s mřížkovou katodou, ve které bude ion pohlčen. Pohlcování urychlených iontů katodou je samozřejmě nežádoucí, neboť tímto procesem dochází k jejich ztrátám, tyto ionty však mohly být využity k čelním srážkám s ostatními jádry. S těmito částicemi uchycenými v materiálu katody pak dokonce mohou fúzně reagovat další urychlovaná jádra, což mřížkovou katodu zahřívá, dochází k jejímu postupnému odpařování, a tím se nejen znečišťuje prostor ve fúzoru, ale také dochází ke snižování životnosti celého zařízení.

Nejvýhodnější jsou pro nás samozřejmě právě čelní srážky urychlených jader, neboť při konfiguraci, kdy napětí mezi katodou a anodou ve fúzoru je nastaveno například na $U = 50$ kV, odpovídá energie srážky dvou proti sobě urychlených iontů energii 100 keV (sčítání energií lze provést, jelikož se nenacházíme v relativistické oblasti). Podle experimentální analýzy v [13] jsou však i při relativně nízkých tlacích uvnitř fúzoru v řádech desítek mPa dominantní srážky urychlených jader s neutrálními atomy plynu a s mřížkovou katodou. Tím by byla ztracena hlavní výhoda použití fúzního neutronového zdroje.

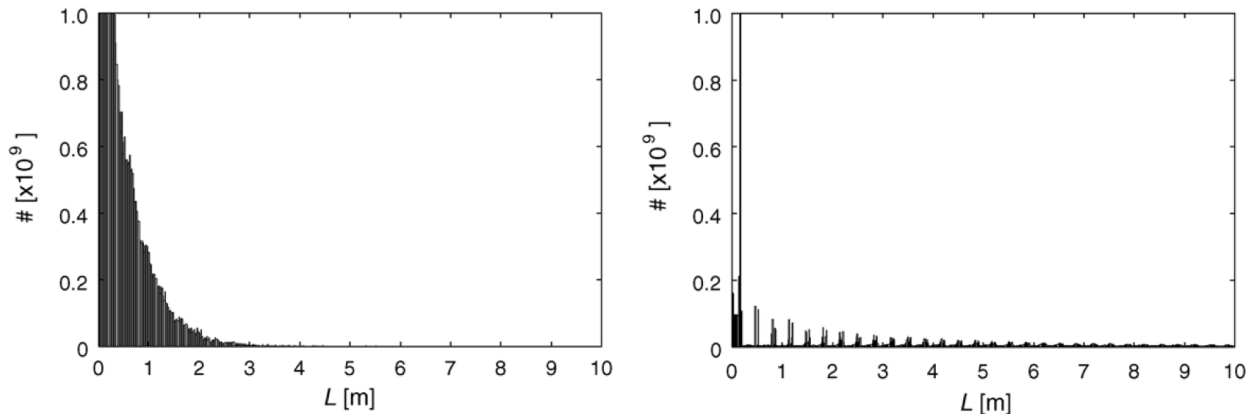
Logickým krokem je pokusit se snížit tlak ve fúzoru natolik, abychom dostatečně zvýšili střední volnou dráhu iontů, a omezili tak srážky s neutrálními atomy, které jsou při vyšších tlacích dominantní. Tím se zvýší také počet probíhajících fúzních reakcí, neboť při srážkách proti sobě letících urychlených iontů se nacházíme v oblasti vyšší energie srážky než při srážení urychleného iontu s neutrálním atomem plynu. To má za následek vyšší účinný průřez pro proběhnutí D-D reakce. Tlak, kterého bychom chtěli v prostoru fúzoru dosáhnout, by proto měl být $\leq 10^{-2}$ Pa [14]. Nižší tlak by však při zmiňované konstrukci fúzoru znamenal zároveň výrazné snížení počtu ionizovaných atomů plynu, neboť ionizaci zajišťují elektrony emitované mřížkovými elektrodami přímo v prostoru fúzoru. Je proto třeba kvůli zachování vzniku dostatečného množství jader k fúzi přesunout ionizaci do přídavného iontového zdroje, jehož návrh je právě účelem této práce.



Obrázek 3.4: Životnost iontu L v závislosti na tlaku P ve fúzoru pro dvě různé hodnoty napětí mezi katodou a anodou a dvě různé hodnoty geometrické propustnosti katody [15].

Lepší recirkulaci iontů lze pak zajistit zvýšením geometrické propustnosti mřížkové katody, tedy části povrchu této sférické mřížky, kterou může ion proletět, aniž by narazil do drátu, jímž je katoda tvořena. Na obrázku 3.4 je zobrazeno, jak se se snižujícím tlakem zvyšuje životnost iontu L udávaná v jednotkách délky (jde tedy o vzdálenost, kterou iont při opakovaných průletech katodou urazí, než se srazí s neutrálním atomem plynu nebo s touto mřížkovou elektrodou). Zatímco změna napětí mezi katodou a anodou nemá na životnost iontu L vliv, při zvýšení propustnosti mřížky T_g se životnost L značně zvyšuje [15].

Graf 3.5 zobrazuje histogramy životnosti L pro tlaky 0,133 Pa (vlevo) a 0,0013 Pa (vpravo). V případě vyššího tlaku se ionty srážejí hlavně s neutrálními atomy ve fúzoru, zatímco těch, které narazí do katody, není mnoho. Oproti tomu při nízkém tlaku převažují srážky s katodou.



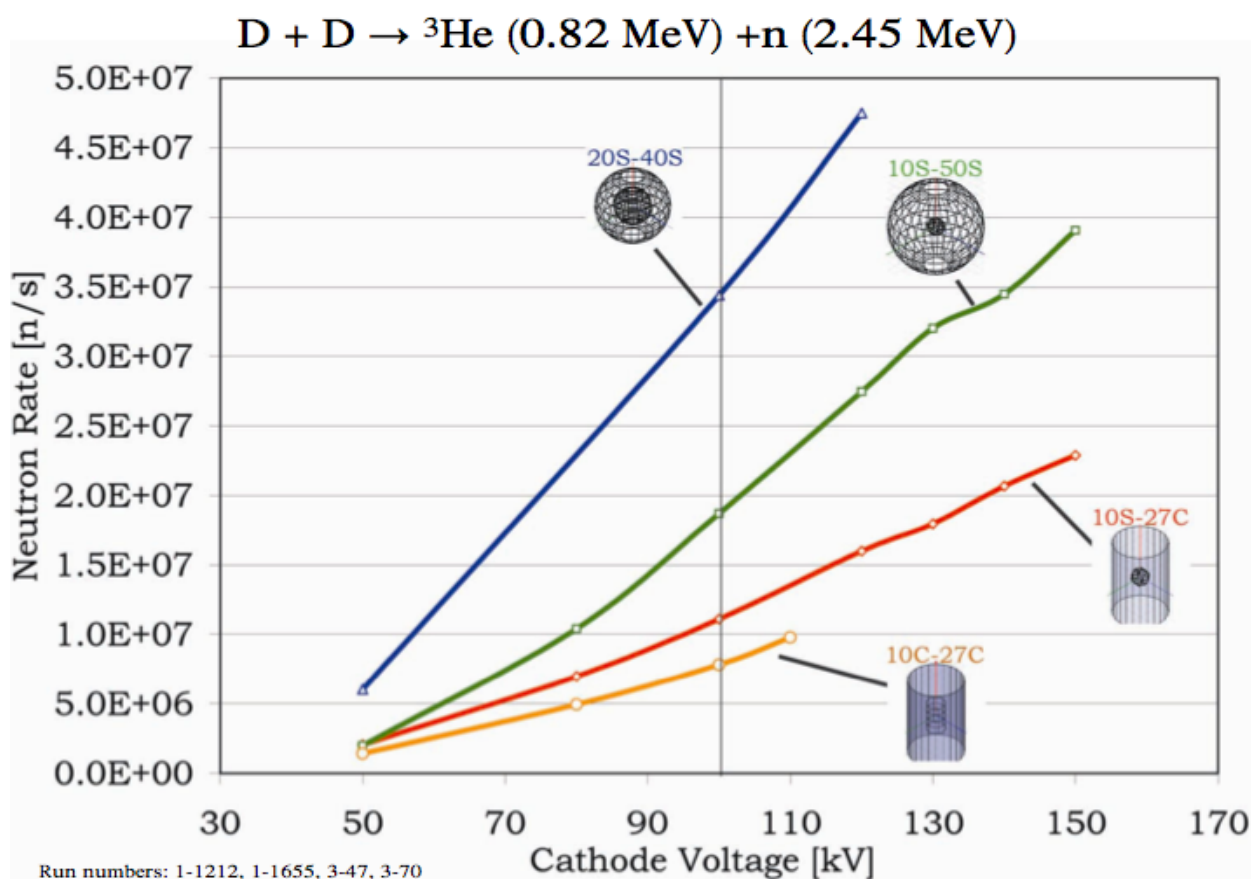
Obrázek 3.5: Histogramy životnosti iontů L vyjadřující množství částic s danou hodnotou L při tlaku 0,133 Pa (vlevo) a při tlaku 0,00133 Pa (vpravo) [15].

3.2 Navrhovaný fúzní neutronový zdroj

Nyní shrneme poznatky o tom, jak by měl vypadat fúzní neutronový zdroj na FJFI. V mnohém bude návrh našeho fúzoru připomínat ten z Wisconsinské univerzity (viz. obrázek 3.2). Bude se samozřejmě nacházet ve vakuové komoře, celkově však bude menší, poloměr sférických mřížek by byl cca 10 cm v případě anody a cca 3 cm v případě katody (podle původního návrhu [14]). Mezi těmito mřížkami by bylo napětí 50-100 kV. Vzhledem k tomu, že maximálního účinného průřezu pro D-D reakce dosáhneme až při energiích vyšších než 1 MeV, na což by bylo potřeba napětí o velmi vysoké hodnotě alespoň 500 kV, dá se říci, že

se budeme snažit zajistit napětí co nejvyšší. Tlak ve fúzoru budeme požadovat co nejnižší, v oblastech velmi vysokého vakua - tedy 10^{-1} Pa až 10^{-5} Pa. Přípravu iontů přesuneme do iontového zdroje se separovaným tlakem, který bude poté umístěn za anodou a bude do prostoru fúzoru vpouštět v ideálním případě pouze ionty.

Výhodnější pro elektrody fúzoru se ukázala být sférická geometrie namísto cylindrické, kterou jsme nějakou dobu zvažovali. Při experimentech provedených opět na University of Wisconsin se ukázalo, že při zajištění stejných podmínek má sférické uspořádání převahu nad cylindrickým v hlavním parametru fúzoru - v produkci neutronů za časovou jednotku. Na obrázku 3.6 je zobrazena závislost neutronového výtěžku za sekundu na použitém napětí mezi elektrodami, z něhož je jasně vidět výhoda sférické geometrie [16].



Obrázek 3.6: Závislost neutronového výtěžku za sekundu na použitém napětí mezi elektrodami pro různá sférická a cylindrická uspořádání fúzoru na University of Wisconsin [16].

3.3 Využití fúzního neutronového zdroje

Možných využití fúzního neutronového zdroje je i přes nenaplněná původní očekávání, že bude možné pomocí něj vyrábět elektrickou energii, mnoho. Lze jej využít například při vyhledávání ropných nalezišť, k ozařování nádorů, vyhledávání výbušnin a drog, hledání nečistot v uhelném palivu, je možné jej použít i pro testování materiálů na účinky neutronového záření a v poslední řadě také pro lepší pochopení fúzních reakcí.

Výhod oproti tradičně využívaným neutronovým zdrojům, jako je například zářič ^{252}Cf , je hned několik. V první řadě je neutronové spektrum monoenergetické (14,1 MeV při využití D-T reakcí, 2,45 MeV při využití D-D reakcí), dále nedochází k postupnému snižování produkce neutronů, který u zdroje ^{252}Cf nastává vlivem přirozeného rozpadu s poločasem $T_{1/2} = 2,645$ roku. Velkou výhodou je také to, že jej lze jednoduše vypnout, když není využíván [11].

IONIZACE ATOMŮ A MOLEKUL

Ionizace je proces, ve kterém jsou elektrony uvolněny z elektronového obalu atomu. Důsledkem ionizace je změna neutrálního atomu, respektive iontu s nábojem n , na iont s nábojem m , respektive $n + m$, za současného uvolnění m elektronů. [17]

Atomy a molekuly mohou být ionizovány například srážkou s elektronem, či jiným atomem nebo iontem, dále pak ozářením nebo umístěním do elektrického pole. Důkladný popis problematiky všech způsobů ionizace je nad rámec této práce, alespoň stručně však zmíním dva nejběžnější způsoby získávání iontů z látek plynného skupenství.

4.1 Elektronová ionizace

Nepružné srážky atomů s elektrony mohou vést k ionizaci, předá-li nalétávající elektron atomu (či molekule) při srážce dostatečné množství energie k uvolnění jednoho nebo více elektronů. Toto potřebné množství energie závisí na stavu, ve kterém se atom nachází v okamžiku srážky.

Plyn	E_i [eV]	λ_i [nm]
H	13,597	91,196
D	13,601	91,169
T	13,603	91,156
He	24,586	50,435
N	14,548	85,235
O	13,617	91,062

Tabulka 4.1: Hodnoty prvního ionizačního potenciálu a příslušné hodnoty ionizační vlnové délky λ_i . [17]

Minimální energie E_{nl}^i (n značí hlavní a l vedlejší kvantové číslo) potřebná pro ionizaci atomu, jenž je v základním nebo v excitovaném stavu, odpovídá vazebné energii elektronu na dané energetické hladině. Energie E^i potřebná k odtržení elektronu z nejvyšší slupky elektronového obalu atomu v základním stavu se nazývá *ionizační potenciál*.

Hodnoty prvního ionizačního potenciálu pro izotopy vodíku a některé další plyny naleznete v tabulce 4.1. Aby nastala ionizace, musí energie elektronu E_e , který se sráží s atomem či molekulou, převýšit hodnotu E_{nl}^i .

Je třeba si uvědomit, že vyrazení elektronu z atomu může nastat i v případě, že energie dopadajícího elektronu nedosahuje hodnoty ionizačního potenciálu. Tato situace nastává v okamžiku, kdy nalétávající elektron narazí na atom, jenž je v excitovaném stavu vlivem působení předchozích srážek.

Odtud je tedy zřejmé, že účinný průřez pro ionizaci σ_{nl}^i je funkcí energie E_e dopadajícího elektronu. Tato funkce závislosti účinného průřezu pro ionizaci na energii nalétávajícího elektronu je nazývána *ionizační funkce*. Pro hodnoty E_e menší než E_{nl}^i je účinný průřez pro ionizaci σ_i roven nule, protože dopadající elektron má příliš malou energii (a tedy pravděpodobnost, že vyrazí z atomu či iontu elektrony, je nulová). Od hodnoty $E_e = E_{nl}^i$ začne funkce prudce narůstat, tuto hraniční hodnotu energie tedy nazýváme prahovou energií pro ionizaci pomocí srážek s elektrony.

Hodnoty účinného průřezu lze pro energie dopadajícího elektronu o málo větší, než je prahová hodnota, vypočítat s dostatečnou přesností podle vzorce [17]

$$\sigma_i = C (E_e - E^i), \quad (4.1)$$

kde C je konstanta. Tohoto jednoduchého lineárního vztahu však lze užít pouze pro energie v rozsahu do 5 eV nad hodnotou prahové energie. [18]

Účinný průřez pro ionizaci není se zvyšující se energií dopadajícího elektronu stále rostoucí. Funkce nabývá svého maxima zhruba ve tří- až čtyřnásobku hodnoty ionizačního potenciálu a dále pak se zvyšující se energií elektronu klesá.

Kromě energie ionizujících elektronů zvolené tak, aby byl ionizační účinný průřez maximální pro použitou látku, lze v případě plynů zajistit efektivnější ionizaci i dalšími způsoby. Jedním z nich je recirkulace elektronů prostorem, kde se vyskytuje plyn, který má být ionizován. Toho lze dosáhnout například vytvořením potenciálové jámy za pomoci elektrod a magnetického pole v tzv. Penningově pasti.

Dalším způsobem, jak podpořit ionizační proces, je zajistit správné udržení jak primárních elektronů způsobujících ionizaci, tak i vzniknuvších iontů. To je většinou zajištěno přítomností magnetického pole, například pomocí magnetického zrcadla či jiné speciální geometrie pro magnetické udržení. [19]

4.2 Fotoionizace

Atomy a molekuly plynu mohou být ionizovány také absorpcí fotonů. Tento způsob ionizace nazýváme fotoefekt nebo fotoionizace. Může nastat, pokud je energie zachyceného fotonu $E_\gamma = h\nu$ větší než ionizační potenciál atomu, jenž foton zachytil, tedy

$$E_\gamma > E_{nl}^i. \quad (4.2)$$

Fotony s libovolnou frekvencí, které zároveň splňují tuto podmínku, mohou být absorbovány, a tedy mohou způsobit ionizaci. Absorpční spektrum je tedy v případě fotoionizace spojitě.

Kinetická energie E_e^k elektronu uvolněného z atomu fotoionizací je ze zákona zachování energie dána vztahem

$$E_e^k = h\nu - E_{nl}^i. \quad (4.3)$$

Z energie fotonu E_γ si můžeme samozřejmě vyjádřit jeho vlnovou délku

$$E_\gamma = h\nu = h\frac{c}{\lambda}. \quad (4.4)$$

Pro ionizační potenciály tedy lze zjistit odpovídající ionizační vlnové délky fotonu λ_i . Hodnoty těchto vlnových délek pro některé plyny jsou taktéž uvedeny v tabulce 4.1. Atomy plynů vyžadují pro fotoionizaci poměrně energetická kvanta s vlnovými délkami v rozsahu od ultrafialového až po měkké rentgenové záření.

Účinný průřez pro fotoionizaci nabývá svého maxima při energii fotonu jen o málo vyšší, než je potřebné minimum dané vztahem 4.2, a poměrně rychle klesá s dále se zvyšující energií E_γ . [17, 19]

4.3 Základní parametry plazmy

Ionizace plynu má samozřejmě za následek vznik plazmy. Ta bývá někdy nazývána čtvrtým skupenstvím hmoty. Jde o směs iontů, elektronů a obvykle i neutrálních neionizovaných atomů. Mezi základní parametry plazmy patří její hustota, teplota a frekvence. V této části si probereme význam těchto veličin. [19]

4.3.1 Hustota částic

V případě plazmy je třeba hovořit o třech hustotách, totiž o hustotě elektronů n_e , hustotě iontů n_i a samozřejmě také o hustotě neutrálních atomů n_n . Rozměrem těchto veličin je m^{-3} . Pokud jsou ionty v plazmě pouze jednou ionizovány (tzn. jejich nábojový stav je $Q_i = +1$), a protože je plazma celkově nábojově neutrální, je zřejmé, že se v takovém případě bude hustota iontů rovnat hustotě elektronů (tedy $n_i = n_e$). V obecném případě však může nastat i případ, kdy máme několikanásobně ionizované ionty, nebo dokonce záporné ionty. Pak tato rovnost neplatí. Celkovou nábojovou neutralitu plazmy lze zapsat do vztahu

$$\sum_j Q_j n_j = 0,$$

kde sčítáme přes všechny druhy částic. Nábojový stav je $Q_e = -1$ pro elektrony, $Q_n = 0$ pro neutrální atomy a $Q_i = +1, +2, +3, \dots$ pro ionty (v závislosti na množství elektronů chybějících v atomu). Vztah mezi nábojovým stavem a nábojem je očividně $q = eQ$.

Ačkoli se termín *hustota plazmy* běžně používá, má autor vždy na mysli buď hustotu iontů či elektronů. Je však třeba si uvědomit, že toto označení je jednoznačné pouze u plazmy obsahující jednou ionizované atomy (tedy ionty s $Q_i = +1$). V případě plazmy, jež obsahuje několikanásobně nabitě ionty, je zvykem mluvit o elektronové hustotě plazmy.

Plazma dosažené v laboratoři má většinou hustotu v rozmezí $10^8 - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, konkrétně hustota plazmatu v iontových zdrojích bývá řádově asi 10^{12} cm^{-3} . Pro srovnání: hustota částic ve vzduchu o pokojové teplotě a tlaku $1,3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ je $3,3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. [19]

4.3.2 Stupeň ionizace

Stupeň ionizace plazmy je definován jako poměr hustoty iontů a součtu hustot iontů a neutrálních atomů dohromady.

$$\nu_{i\cdot} = \frac{n_i}{n_i + n_n}$$

Nenachází-li se v plazmě žádné neutrální částice, říkáme, že je plazma úplně ionizované. Užívá se také pojmu *vysoce ionizované plazma* pro případy, kdy je stupeň ionizace plazmatu vyšší než 10 %. Je třeba neplést si různé významy pojmu *stupeň ionizace*, neboť u některých autorů takto může být označován počet elektronů, které chybí neutrálnímu atomu, z něž je vytvořen iont. Z tohoto důvodu je vhodné v případě iontů mluvit o jednoduše a několikanásobně ionizovaných atomech [19].

4.3.3 Teplota částic

Energie částic plazmy je úzce spojena s teplotou. Teplota plazmy se tak obvykle vyjadřuje v elektronvoltech (eV) a platí

$$1\text{eV} \simeq 11600\text{K}. \quad (4.5)$$

Převod 4.5 byl odvozen ze znalosti přímé úměry mezi teplotou T a energií $E = kT$, kde $k = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$ je Boltzmannova konstanta. Abychom získali vztah 4.5, dosadíme energii $E = 1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$. Po podělení rovnice Boltzmannovou konstantou zjistíme, že jednomu elektronvoltage odpovídá teplota $T \simeq 11600 \text{ K}$.

Iontová teplota T_i a elektronová teplota T_e si však nemusí být nutně rovny, a pokud se plazma nachází v magnetickém poli, objevuje se anizotropie a teploty jednoho druhu částic plazmy se mohou lišit ve směru rovnoběžném a kolmém k tomuto poli. Získáváme tak čtyři různé teploty $T_{i\parallel}$, $T_{i\perp}$, $T_{e\parallel}$ a $T_{e\perp}$.

Není-li plazma úplně ionizované, objevuje se logicky ještě pátá teplota T_n , tedy teplota neutrálních atomů. Teploty iontů a elektronů se však nejenže nemusí rovnat, ale navíc má pojem teplota význam pouze pro plazma řídicí se Maxwellovým rozdělením energií. Tím se sice řídí většina druhů plazmy, ale pojem teplota lze rozšířit i na plazma, které není v tepelné rovnováze [19].

4.3.4 Energie a rychlost částic

Pohyb částic v plazmatu může být popsán distribučními funkcemi. Pro případy, kdy je plazma v tepelné rovnováze, je jeho distribuce maxwellovská. Shrňeme si proto základní informace o maxwellovských distribučních funkcích vektorů rychlosti, velikostí rychlosti a energií a o významných středních hodnotách, které z nich lze obdržet.

Distribuční funkce vektorů rychlosti $f(\vec{v})$ říká, kolik částic se nachází v daném infinitezimálním intervalu rychlostí, tedy $dn = f(\vec{v})d\vec{v} = f(v_x, v_y, v_z)dv_x dv_y dv_z$. Pro plazma v tepelné rovnováze platí maxwellovská distribuční funkce rychlostí, jež je dána vztahem

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right), \quad (4.6)$$

kde m je hmotnost částice, k je Boltzmannova konstanta a T je termodynamická teplota. Tato třídímní maxwellovská distribuční funkce rychlostí je součinem tří nezávislých jednorozměrných distribučních funkcí, z nichž každá nabývá tvaru

$$f(v_i) = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{mv_i^2}{2kT}\right), \quad (4.7)$$

kde $i \in \{x, y, z\}$. Distribuční funkci velikostí rychlosti $F(v)$ lze vyjádřit jako

$$F(v) = 4\pi v^2 f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right), \quad (4.8)$$

kde faktor $4\pi v^2$ představuje počet možností, jak s pomocí složek v_x , v_y a v_z získat rychlost dané velikosti v . K hodnotě tohoto faktoru lze dospět buď integrací nebo jednoduchou úvahou, že koncové body všech vektorů rychlosti o konkrétní velikosti v umístěny do společného počátku a tvořené libovolnou kombinací složek v_x , v_y a v_z dávají povrch koule o poloměru v . Povrch této koule je roven $4\pi v^2$ a je to také počet možností, jak ze složek rychlosti nakombinovat vektor dané velikosti.

Dále pak distribuční funkci energií dostaneme jako

$$f(E) = F(v) \frac{dv}{dE} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^{1/2} (kT)^{-3/2} E^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (4.9)$$

kde za rychlost bylo dosazeno ze vztahu $v = \sqrt{\frac{2E}{m}}$. Ze vztahů 4.8 a 4.9 lze získat střední rychlost částic

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (4.10)$$

a střední energii

$$\bar{E} = \frac{3}{2}kT. \quad (4.11)$$

V izotropním plazmatu je kinetická energie rozdělena rovnoměrně mezi tři stupně volnosti

$$\bar{E}_x = \bar{E}_y = \bar{E}_z = \frac{1}{2}kT \quad (4.12)$$

Střední rychlost elektronů a iontů lze tedy zapsat jako

$$\bar{v}_e = 67\sqrt{T_e} \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1} \quad (4.13)$$

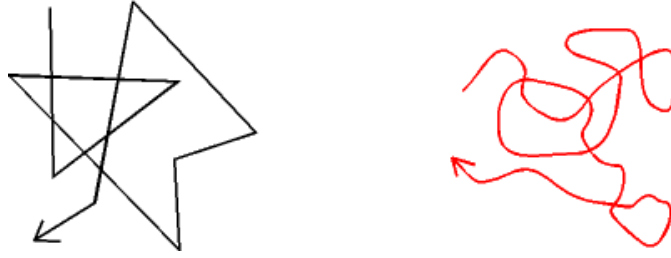
a

$$\bar{v}_i = 1,57\sqrt{\frac{T_i}{A}} \text{ cm} \cdot \mu\text{s}^{-1}, \quad (4.14)$$

kde T_e a T_i jsou dosazeny v eV a A je hmotnost iontu vyjádřená v násobcích atomové hmotnostní konstanty (tato konstanta se běžně značí m_u).

4.3.5 Srážky částic

Srážky nabitých částic v plazmě se podstatně liší od srážek neutrálních částic v běžném plynu. Energie je předávána interakcemi s více částicemi naráz a na větší vzdálenost, spíše než interakcí s jedinou částicí na vzdálenost krátkou, jako si to představujeme v kinematice běžných částic aproximovaných malými kuličkami. Kupříkladu změna velikosti a směru rychlosti částice vlivem těchto interakcí tak probíhá jako náhodná procházka s velkým množstvím velmi malých kroků. Tvar dráhy částice v neutrálním plynu a v plazmatu je na obrázku 4.1.



Obrázek 4.1: Trajektorie částice v neutrálním plynu (vlevo) a v plazmatu (vpravo) [20]

Je tedy jasné, že pojmy jako střední volná dráha a střední doba mezi srážkami je třeba definovat jinak. Zavede se pojem *relaxační časy*. Relaxační čas je čas potřebný k tomu, aby srážkami částic bylo dosaženo nějaké větší změny distribuční funkce. Například úhlový relaxační čas τ_θ může být definován jako čas potřebný k tomu, aby se částice vlivem součtu působení ostatních částic plazmy odchýlila o úhel 90° . V závislosti na typu plazmy lze zavést různé relaxační časy. Relaxační čas pro energii může být čas, za který dojde k přenosu energie z jedné části plazmy na druhou - například mají-li elektrony větší teplotu než ionty, dojde k postupnému vyrovnání teplot (a tedy i energií) za čas, který lze nazvat relaxační čas pro předání energie mezi elektrony a ionty. Pro zjednodušení a jako pozůstatek z teorie o interakci neutrálních částic je zvykem používat i nadále pojmy, jako je střední doba mezi srážkami, ačkoli jde ve skutečnosti o relaxační čas. [19]

Střední volná dráha λ je závislá na účinném průřezu vztahem

$$\lambda = 1/n\sigma, \quad (4.15)$$

kde n je příslušná hustota částic. Střední doba mezi srážkami pak závisí na střední volné dráze a účinném průřezu vztahem

$$\tau = \lambda/v = 1/n\sigma v, \quad (4.16)$$

kde v je střední rychlost částic. Frekvence srážek ν je převrácenou hodnotou středního času mezi srážkami, tedy platí

$$\nu = 1/\tau = n\sigma v. \quad (4.17)$$

IONTOVÝ ZDROJ

V této kapitole se nachází popis principu iontového zdroje využívajícího elektronové ionizace a můj návrh konstrukce iontového zdroje určeného pro fúzní neutronový zdroj na FJFI. Jeho účelem bude zajistit přípravu iontů deuteria z neutrálních atomů tohoto plynu. Ionty budou z prostoru iontového zdroje následně extrahovány do hlavní části fúzoru, kde budou elektrostatickým polem urychleny proti sobě, aby mohlo docházet k fúzním reakcím.

5.1 Iontový zdroj využívající elektronové ionizace

Pro náš fúzní neutronový zdroj využijeme přípravy iontů pomocí dopadajících elektronů tak, jako je to popsáno v části 4.1, neboť realizace tohoto způsobu ionizování neutrálních atomů plynu je technicky ze všech nejméně náročná, ale zároveň jím lze dosáhnout uspokojivých výsledků.

Počet atomů či molekul ionizovaných za čas v iontovém zdroji srážkami s elektrony závisí na následujících parametrech:

- na účinném průřezu pro ionizaci σ_i ,
- na hustotě proudu i_e svazku dopadajících elektronů,
- na množství částic, které mohou být ionizovány, v jednotkovém objemu (tedy hustota částic n_V),
- na efektivním objemu ionizace V_{ef} .

Pokud všechny ionty vytvořené v efektivním objemu ionizace mohou opustit zdroj, bude iontový proud I_i získaný ze zdroje popsán vztahem

$$I_i = i_e V_{ef} n_V \sigma_i. \quad (5.1)$$

Účinný průřez pro ionizaci σ_i můžeme získat z experimentálních dat, tato data naměřená některými experimentálními skupinami budou zmíněna dále v textu. Hustotu částic n_V , které mohou být ionizovány, lze vypočítat z tlaku p a teploty plynu T v ionizačním objemu ze vztahu

$$n_V = \frac{p}{kT}. \quad (5.2)$$

A nakonec efektivní objem ionizace je dán tím, v jak velkém objemu jsou částice skutečně ionizovány dopadajícími elektrony. [17]

Realizace samotných srážek může být řešena různými způsoby. Lze vést svazek elektronů skrz tu část iontového zdroje, kde je napuštěn plyn, z něž mají být vytvořeny ionty. Je však také možné (pokud to podmínky umožňují) mít v pohybu i neutrální atomy, a srážet tak svazek elektronů s tímto svazkem neutrálních atomů.

Nezáleží přitom na tom, zda se svazky pohybují vzájemně proti sobě, jeden svazek stíhá druhý, či se setkávají kolmo na sebe. Stejně tak extrakce iontů může být prováděna v libovolném směru vůči směru pohybu neutrálních atomů.

Iontové zdroje využívající elektronové ionizace bývají využívány zejména v experimentech vyžadujících nepříliš vysokou intenzitu iontového svazku a malý rozptyl energií. Využívají se zejména ve hmotnostní spektroskopii.

Důležitým parametrem iontového zdroje je jeho účinnost η ionizovat neutrální atomy, kterou lze chápat jako poměr mezi množstvím vzniklých iontů za jednotku času a množstvím neutrálních atomů, jež jsme zdroji za jednotku času dodali.

Použijeme-li pro iontový proud vztah 5.1 a pro proud neutrálních atomů, vstupujících do ionizační části iontového zdroje (tzv. ionizátoru), vztah $N = n_V \bar{v} \sigma_T$, kde $\bar{v}$ je střední rychlost těchto atomů a σ_T je celkový účinný průřez pro interakci elektronů s neutrálními atomy, pak lze účinnost iontového zdroje zapsat jako [17]

$$\eta = \frac{i_e V_{ef} n_V \sigma_i}{n_V \bar{v} \sigma_T} = \frac{i_e V_{ef} \sigma_i}{\bar{v} \sigma_T} \quad (5.3)$$

Cílem je samozřejmě zajistit co nejvyšší účinnost zdroje. Ze vztahu 5.3 je snadno vidět, že účinnost vzroste, pokud zvýšíme hustotu proudu i_e nebo efektivní objem V_{ef} , případně pokud se sníží střední rychlost neutrálních atomů. Zvyšování a snižování těchto hodnot je však omezeno.

Kupříkladu nelze snížit hodnotu střední rychlosti $\bar{v}$ neutrálních atomů pod hodnotu rychlosti jejich tepelného pohybu. Efektivní objem V_{ef} je limitován velikostí prostoru, který jsme schopni ostřelovat svazkem elektronů, a samozřejmě také není možné zvětšovat tento objem kvůli celkové velikosti iontového zdroje, neboť na velikost iontového zdroje jsou kladeny rozměrové nároky dle prováděného experimentu.

A nelze ani neomezeně zvyšovat hustotu proudu elektronů, které budou prolétávat efektivním objemem ionizace. V první řadě to není možné kvůli prostorovému náboji, jež samotné elektrony vytvoří. Elektrony dále od okraje elektronového oblaku tak „neucítí“ vlivem náboje dalších elektronů v okolí potenciálový spád, jenž zajišťuje elektroda urychlující elektrony proti plynu, který chceme ionizovat.

Ze žhavicích vláken, používaných jako zdroj elektronů, také nelze za časovou jednotku extrahovat do ionizačního prostoru iontového zdroje neomezené množství elektronů. Hustota proudu elektronů uvolněných ze žhavicího vlákna je funkcí termodynamické teploty T onoho vlákna, konkrétně se řídí tzv. Richardsonovým zákonem, jenž lze matematicky zapsat ve tvaru

$$j = AT^2 e^{-\frac{W}{kT}}, \quad (5.4)$$

kde W je výstupní práce elektronu závislá na materiálu žhavicího vlákna, T je termodynamická teplota, k je Boltzmannova konstanta a A je Richardsonova konstanta, jež je dána vztahem $A = 4\pi m_e e k^2 / h^3$, kde m_e je hmotnost elektronu, e je elementární náboj a h je Planckova konstanta, a její hodnota je tedy $\simeq 120,2 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$. Do Richardsonovy konstanty A je však třeba zahrnout ještě přenásobení experimentálně určenou konstantou v závislosti na použitém materiálu žhavicího vlákna.

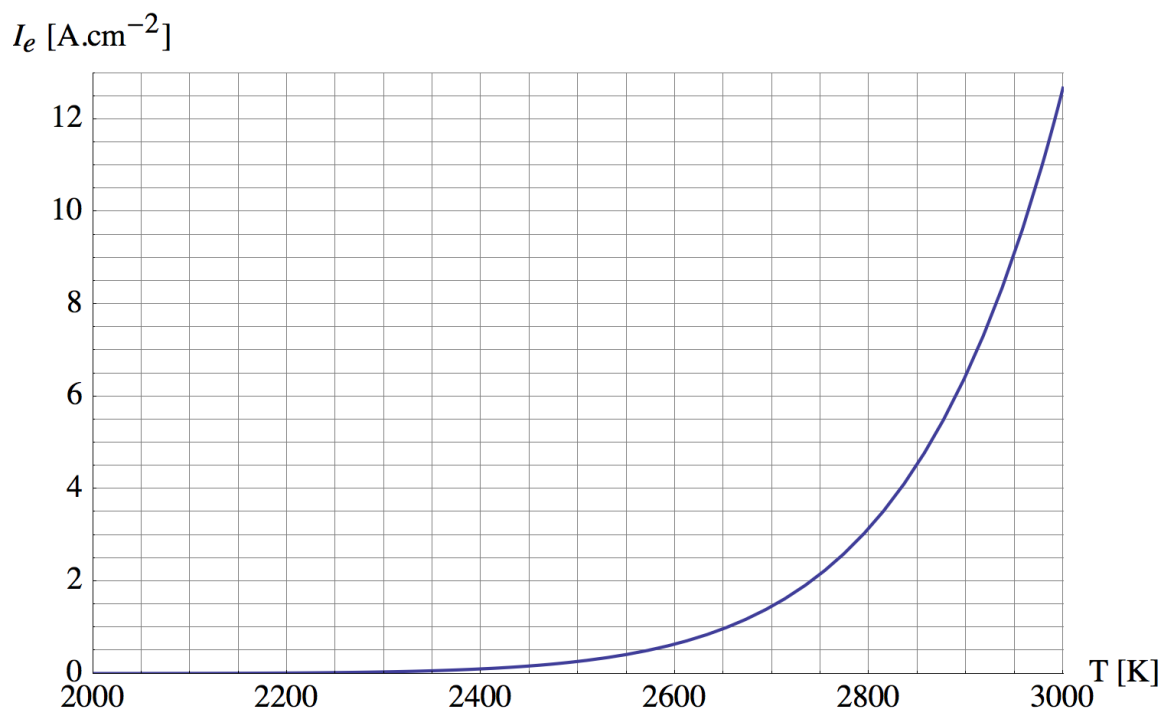
Také hodnota výstupní práce W , což není nic jiného než energie, kterou musí elektron obdržet, aby mohl opustit povrch materiálu, závisí na materiálu vlákna a je třeba ji určit experimentálně [21, 22]. Hodnoty výstupní práce W elektronu a Richardsonovy konstanty A pro některé kovy jsou uvedeny v tabulce 5.1.

Až na termodynamickou teplotu T obsahuje vztah 5.4 pouze konstanty dané použitým materiálem. Teplotu žhavicího vlákna lze však zvyšovat maximálně na bod tání, a tedy i hodnota hustoty proudu elektronů je omezena.

Závislost hustoty proudu elektronů j na teplotě T pro wolfram je vidět na obrázcích 5.1. Pro větší přehlednost je uvedena i tatáž závislost s logaritmickým měřítkem na svislé ose (viz. obrázek 5.2).

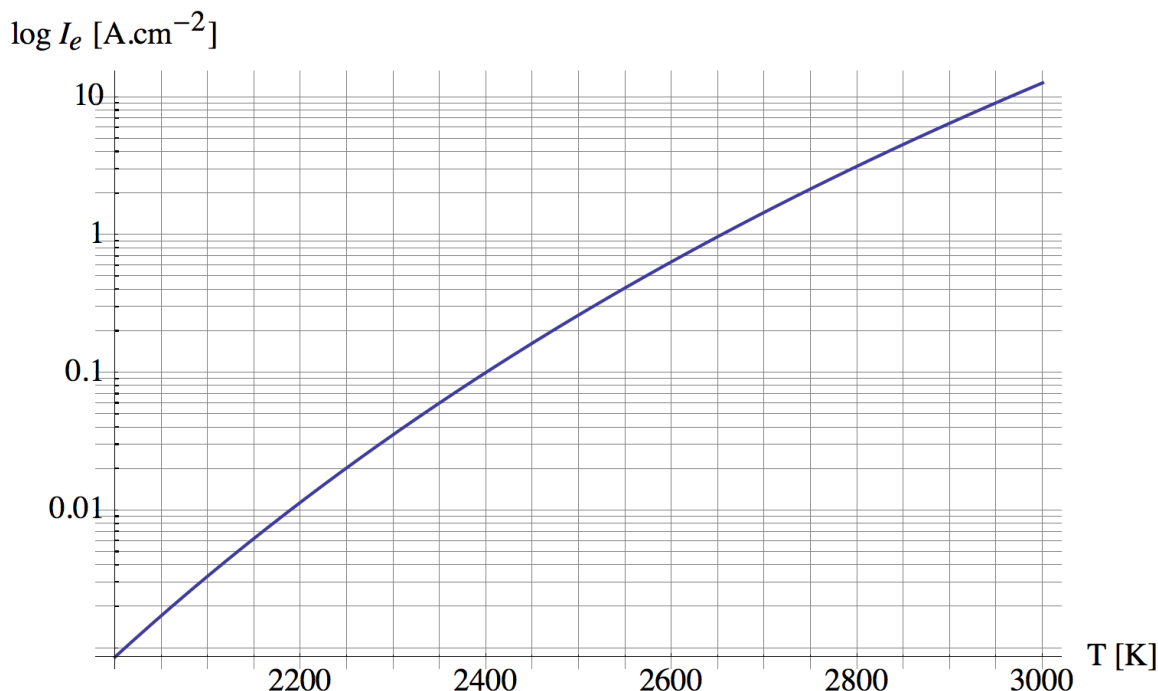
Prvek	A [$\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$]	W [eV]
Měď	120	4,41
Železo	26	4,5
Nikl	30	4,61
Rhenium	120	4,96
Křemík	8	3,6
Wolfram	60	4,54
Osmium	110 000	5,93

Tabulka 5.1: Hodnoty výstupní práce W elektronu a Richardsonovy konstanty A pro některé kovy [22]



Obrázek 5.1: Závislost hustoty proudu elektronů j na termodynamické teplotě T pro wolfram

Z těchto grafů je vidět, že navýšení teploty T o několik stupňů má za následek značné zvýšení proudu elektronů j vycházejícího z jednotky plochy. Z tohoto důvodu je vhodné dosahovat co nejvyšších teplot žhavicího vlákna (s ohledem na teplotu tání použitého materiálu), avšak je nutné počítat s tím, že čím vyšší operační teploty, tím rychleji bude docházet k opotřebení vlákna, a tím tedy bude nižší jeho životnost.



Obrázek 5.2: Logaritmická závislost hustoty proudu elektronů j na termodynamické teplotě T pro wolfram

5.2 Návrh iontového zdroje pro fúzor

Mnou navrhovaný iontový zdroj pro fúzor bude, jak již bylo řečeno, ionizovat atomy deuteria pomocí srážek s urychlenými elektrony. V následujících odstavcích postupně popíšu a odůvodním jednotlivé části návrhu.

5.2.1 Zdroj elektronů

Jako zdroj elektronů použijeme žhavicí vlákno z wolframu z malé halogenové žárovky. Wolfram byl zvolen nejen kvůli své schopnosti odolávat vysokým teplotám (teplota tání

wolframu činí $T_t \simeq 3700$ K [22]), jež jsou způsobeny průchodem elektrického proudu, a své příznivé hodnotě Richardsonovy konstanty (viz. tabulka 5.1), ale také kvůli jeho dostupnosti.

Jak je z tabulky 5.1 vidět, bylo by pro žhavicí vlákno ideálním materiálem osmium kvůli své velice vysoké hodnotě Richardsonovy konstanty, která je téměř dvoutisíckrát vyšší než u wolframu. Osmium je však velmi vzácný kov, který se v přírodě nachází zejména v platinové rudě [22], a zajistit žhavicí vlákno z tohoto materiálu by bylo obtížné a finančně nákladné. Podobné obtíže by nás čekaly, pokud bychom se rozhodli pro vlákno z rhenia.

V úvahu přichází ještě měď, jejíž hodnota Richardsonovy konstanty je dvojnásobná oproti hodnotě této konstanty u wolframu. Měď má však oproti wolframu, rheniu a osmiu značně nižší teplotu tání ($\simeq 1357$ K [22]). Vzhledem k průběhu funkce 5.4 by nás tato skutečnost značně limitovala, neboť by proud elektronů z vlákna byl řádově nižší než v případě výše zmiňovaných kovů, u kterých lze dosáhnout vyšších teplot vlákna. Jak je také známo, měď je velmi dobrým vodičem elektrického proudu [22], a tak by k jejímu zahřátí na určitou teplotu bylo potřeba mnohem většího proudu, než třeba právě v případě wolframu.

Abychom byli schopni alespoň orientačně určit, jaký elektronový proud bude možné získat, je potřeba zjistit, jakých teplot wolframové žhavicí vlákno z žárovíčky reálně dosahuje. To provedeme měřením odporu vlákna za pokojové a poté znovu za provozní teploty. Víme, že měrný odpor kovů roste lineárně s teplotou podle zákona

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha\Delta T), \quad (5.5)$$

kde ρ_0 je počáteční měrný odpor (neboli rezistivita) [$\Omega \cdot \text{m}$], α je teplotní součinitel odporu [K^{-1}] a $\Delta T = T - T_0$ je rozdíl koncové a počáteční teploty (v Kelvinech nebo ve stupních Celsia).

Elektrický odpor R je přímo úměrný rezistivitě ρ a délce vodiče l a nepřímo úměrný průřezu vodiče S , tedy [7]

$$R = \rho \frac{l}{S} \Rightarrow \rho = R \frac{S}{l}. \quad (5.6)$$

Dosadíme-li ze vzorce 5.6 do vzorce 5.5 za rezistivitu, dostaneme

$$R = R_0(1 + \alpha\Delta T), \quad (5.7)$$

odkud lze vyjádřit vztah pro výpočet koncové teploty ze znalosti odporů v počátečním a koncovém stavu

$$T = T_0 + \frac{R - R_0}{\alpha R_0} \quad (5.8)$$

Tabelovaná hodnota teplotního součinitele odporu pro wolfram činí $\alpha = 4,8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ [22], jako počáteční teplotu budeme brát teplotu pokojovou s hodnotou $T_0 = 300 \text{ K}$. Z provedených měření jsem určil odpor vlákna dostupné 50W žárovky (využívající pro provoz napětí 12 V) při pokojové teplotě $R_0 = (0,248 \pm 0,005) \Omega$ a odpor vlákna při provozní teplotě $R = (2,906 \pm 0,004) \Omega$.

Po dosazení těchto naměřených hodnot do vztahu 5.8 získáme provozní teplotu vlákna $T = (2533 \pm 49) \text{ K}$. Máme tedy představu o teplotě, jíž wolframové vlákno dosahuje za provozu. Ze vztahu 5.4 lze nyní snadno určit, že pro teploty kolem 2500 K bude předpokládaná hodnota hustoty proudu elektronů činit $j = 262 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Ze znalosti rozměrů délky vlákna $l = 57 \text{ mm}$ a jeho průměru $d = 0,05 \text{ mm}$ obdržíme velikost elektronového proudu, který očekáváme při použití daného wolframového vlákna, tedy $I_e = j \cdot \pi \cdot d \cdot L = 23,46 \text{ mA}$, což je asi $1,46 \times 10^{17}$ elektronů za sekundu.

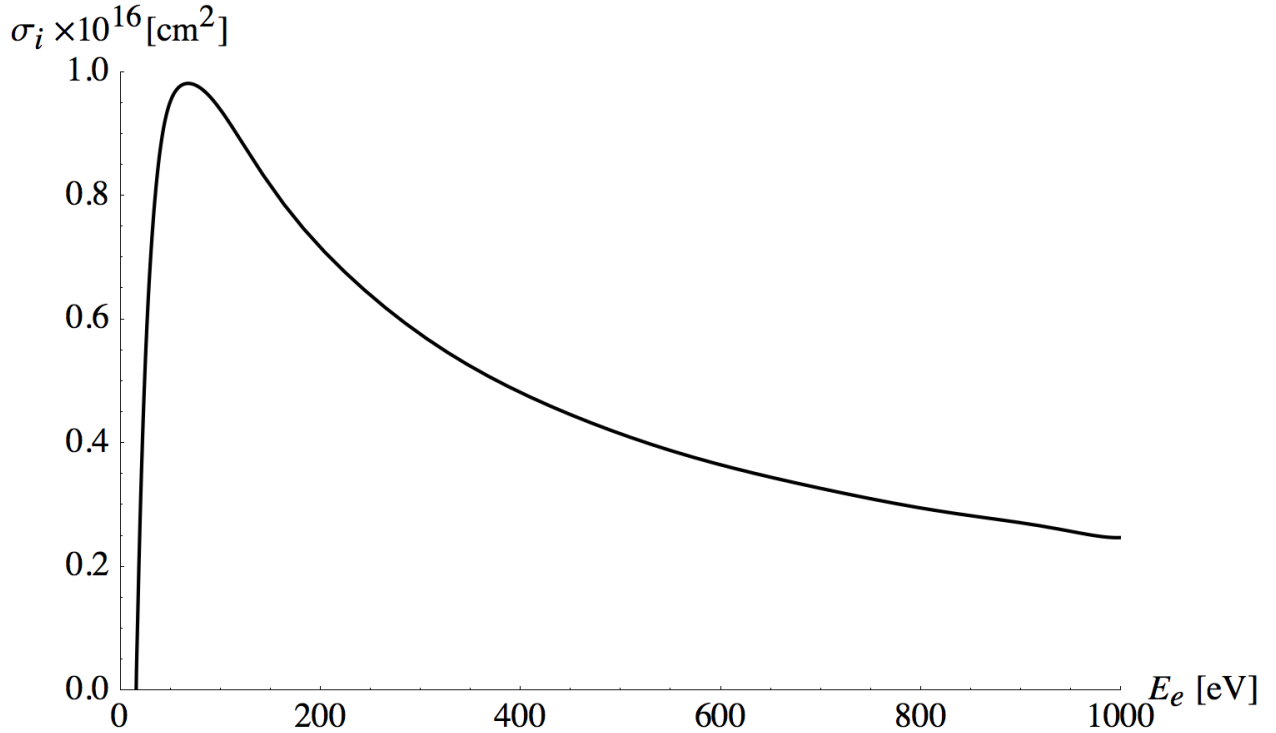
5.2.2 Přívod plynu

Na opačné straně iontového zdroje, než odkud budeme extrahovat vytvořené ionty, bude umístěn přívod plynu. Celou trubičku, kterou budeme neutrální plyn přivádět, je potřeba řešit nevodivě, aby nebyl elektrickým potenciálem na přívodu plynu ovlivněn iontový zdroj či dokonce samotný chod fúzoru. Kvůli možnosti ovládat tvorbu iontů je žádoucí, aby zásobník s plynem byl umístěn mimo vakuovou komoru, ve které bude experiment prováděn. Přivedení plynu k iontovému zdroji uvnitř vakuového systému bude řešeno skrze plynovou průchodku vakuové komory. Na přívodní plynové trubici bude umístěn jehlový ventil s regulací, čímž budeme moci ovládat množství neutrálních atomů plynu přicházejících do ionizačního prostoru iontového zdroje.

5.2.3 Zajištění ionizace

Jak již bylo řečeno v oddíle 4.1, pravděpodobnost toho, že bude atom ionizován, je dána účinným průřezem ionizace σ_i , který je závislý na energii nalétávajícího elektronu E_e . Účinný

průřez však není stále rostoucí se zvyšující se hodnotou energie elektronu. Funkce nabývá v určité energii svého maxima a pro zvyšující se hodnoty má dále klesající tendenci.



Obrázek 5.3: Závislost velikosti účinného průřezu pro ionizaci σ_i na energii nalétávajícího elektronu E_e . Rapp a Englander-Goldenová (1965). [23]

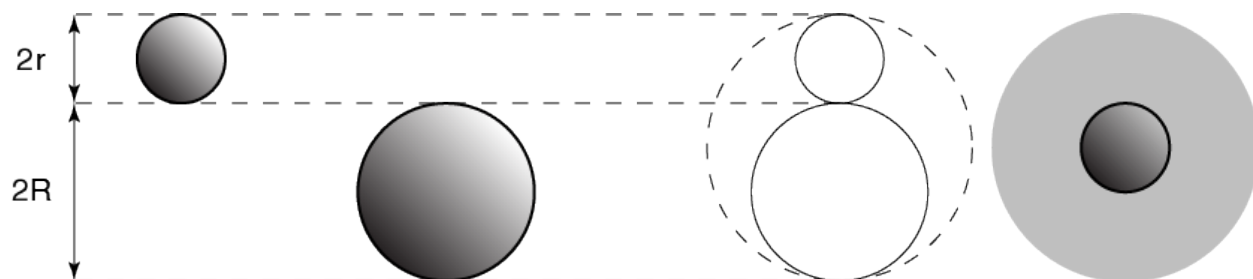
Tuto závislost je samozřejmě potřeba zjistit experimentálně. Podle srovnání provedeného v [24] dosáhli nejpresnějších hodnot celkového účinného průřezu pro ionizaci molekul deuteria experimentátoři Rapp a Englander-Goldenová v roce 1965, kteří měřili účinné průřezy pro energie nalétávajícího elektronu v rozsahu 16-1000 eV. [23]

Jeich experimentálně zjištěné hodnoty jsem proložil polynomem, závislost vykreslil do grafu (viz obrázek 5.3) a určil maximální účinný průřez ionizace pro energii elektronů $E_e = 68$ eV s hodnotou $\sigma_i = 0,981 \times 10^{-16}$ cm².

Aby docházelo k ionizaci co největšího počtu molekul plynného deuteria, nastavíme potenciálový spád mezi elektrodami, které budou elektrony urychlovat proti neutrálním molekulám, tak, aby elektron byl schopen získat mezi jednotlivými srážkami s molekulami plynu tuto hodnotu energie, pro niž je účinný průřez pro ionizaci maximální.

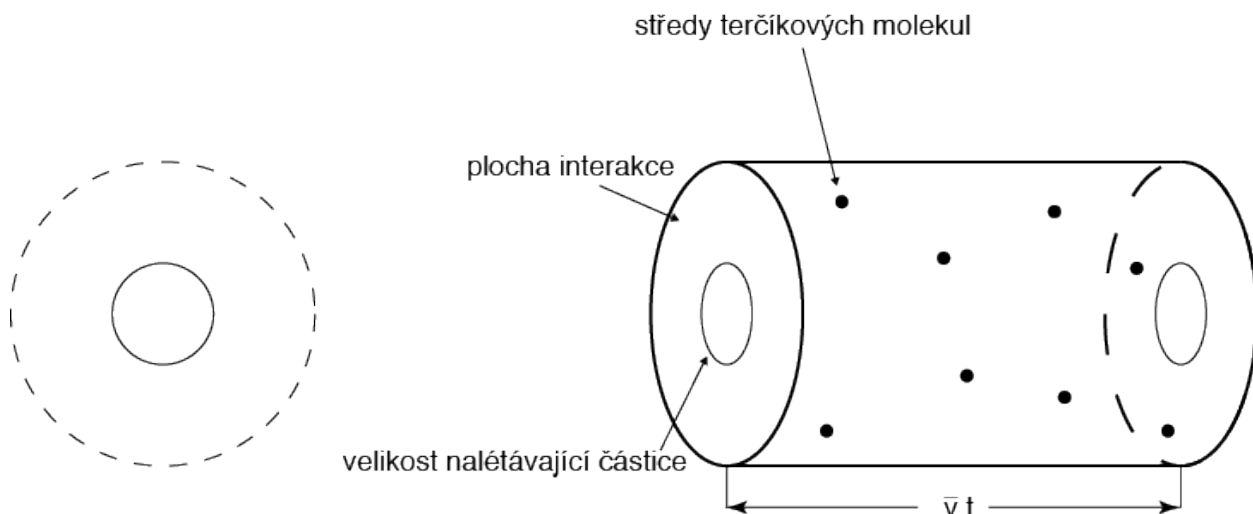
K výpočtu tohoto potenciálu je třeba si nejprve vypočítat střední volnou dráhu elektronu λ , tedy střední hodnotu dráhy, kterou elektron urazí mezi dvěma srážkami s molekulami

plynu. Dosáhneme toho jednoduchou úvahou na základě kinematiky [25]. Budeme-li uvažovat, že terčíkové částice plynu mají poloměr R a procházející částice má poloměr r , pak lze odhadnout účinný průřez - tedy plochu, na které jsou tyto částice schopny spolu interagovat - vztahem $S = \pi(R + r)^2$. To je znázorněno na obrázku 5.4 (plocha S je na obrázku zakreslena vpravo, šedou barvou).



Obrázek 5.4: Grafické odvození účinného průřezu mezi nalétávající a terčíkovou částicí.

Za čas t se plocha S , pomyslně spojená s prolétající částicí, posune v prostoru a vytvoří tak válcový objem, jenž je znázorněn na obrázku 5.5. Délka (resp. výška, abychom dodrželi geometrickou terminologii) válce bude mít velikost $\bar{v}t$, kde $\bar{v}$ je střední rychlost částic, které látkou prolétají. Počet srážek v tomto objemu lze odhadnout podle počtu molekul plynu, které se v tomto válci nacházejí.



Obrázek 5.5: Objem, kterým projde plocha S spojená s prolétající částicí.

Střední volná dráha tedy může být vypočtena jako vzdálenost uražená za čas t ku objemu, na němž mohlo docházet k interakcím, přenásobenému počtem částic v jednotce objemu, tedy matematicky zapsáno

$$\lambda = \frac{\bar{v}t}{\bar{v}t\pi(R+r)^2\frac{N}{V}} = \frac{1}{\pi(R+r)^2\frac{N}{V}}, \quad (5.9)$$

kde λ je střední volná dráha, $\bar{v}$ je střední rychlost prolétajících částic, R je poloměr částic terčíku, r je poloměr nalétávající částice a N je počet částic ve válcovém objemu V . Toto odvození má samozřejmě několik nedostatků, například nebere v potaz různé možnosti interakce částic nebo neuvažuje pohyb částic terčíkové látky. Pro naše účely však dobře postačí. Přesnější hodnotu lze obdržet, pokud bychom místo plochy $S = \pi(R+r)^2$ dosadili experimentálně určený totální účinný průřez pro interakci daných částic (v našem případě elektronu a molekul deuteria), který má fyzikální rozměr plochy a ploše S v tomto případě přímo odpovídá. Bohužel taková experimentální data nejsou podle [24] v současné době k dispozici, neboť jednotlivé experimentální skupiny, které se věnovaly určování účinných průřezů pro srážky elektronů s vodíkem (a deuteriem), nasbíraly data pouze pro určitý způsob interakce, jímž se zabývaly, a pouze pro několik málo hodnot (většinou v rozmezí několika elektronvoltů okolo prahové energie pro daný proces).

Rozměr elektronu lze vůči rozměru částic terčíkové látky zanedbat, a tak dostaneme zjednodušený vztah pro účinný průřez $S = \pi R^2$. Pokud budeme uvažovat, že plyn napouštěný do iontového zdroje se chová jako plyn ideální, můžeme využít známé stavové rovnice pro ideální plyn ve tvaru [26]

$$pV = NkT, \quad (5.10)$$

kde p je tlak plynu, V je objem nádoby, v níž se plyn nachází, N je počet částic v systému, T je termodynamická teplota a k je Boltzmannova konstanta. Na první pohled by se zdálo, že většina těchto veličin se bude velmi výrazně měnit, provedeme však menší zjednodušení, která nebudou mít na výsledek značný vliv. Můžeme například předpokládat, že množství částic v ionizační části zdroje je konstantní, neboť se budeme snažit, abychom přiváděli za jednotku času stejné množství neutrálních částic plynu, jako kolik jich bude unikat. Teplota by se sice značně měnila kvůli přítomnosti žhavicího vlákna, ale protože budou částice neustále obměňovány za nové, lze uvažovat pokojovou teplotu okolo 300 K. Takovou teplotu budou

totiž mít částice díky přítomnosti zásobníku plynu v místnosti mimo vakuovou komoru. Objem je samozřejmě konstantní, jde o objem iontového zdroje. Tlak závisí na podmínkách, které pro vnitřek iontového zdroje zvolíme. Budeme se pro začátek snažit udržovat tlak 10^{-3} mbar, tedy asi 0,1 Pa.

Vyjádríme-li si z rovnice 5.10 hustotu částic

$$\frac{N}{V} = \frac{p}{kT} \quad (5.11)$$

a dosadíme toto vyjádření do vztahu 5.9, obdržíme nový výraz pro střední volnou dráhu elektronu

$$\lambda = \frac{1}{\pi R^2 \frac{p}{kT}} = \frac{k}{\pi R^2} \frac{T}{p}. \quad (5.12)$$

Po dosazení do tohoto vztahu (van der Waalsův poloměr molekuly vodíku, který nejlépe odpovídá našim potřebám je $R = 1,52 \times 10^{-10}$ m [27]) získáme hodnotu střední volné dráhy elektronu v deuteriu za těchto podmínek $\lambda = 57$ cm. Tato délka samozřejmě převyšuje velikost našeho iontového zdroje, a tak můžeme nastavit potenciál mezi přední a zadní urychlující elektrodou na hodnotu $U=70$ V, aby se elektrony urychlily na energii blízkou té, při níž je účinný průřez pro ionizaci maximální. Pokud by byla střední volná dráha elektronu kratší než délka iontového zdroje, nastavili bychom napětí mezi urychlujícími elektrodami tak, aby se elektron urychlil na energii 68 eV na této dráze mezi dvěma srážkami.

Vypočtená hodnota potenciálového rozdílu není konečnou hodnotou, na kterou necháme elektrody nastaveny. Během odvození jsme totiž provedli mnoho zjednodušení, a tak je pro nás důležitý hlavně číselný řád, v němž se toto napětí bude pohybovat. Potenciálový rozdíl mezi elektrodami by měl při experimentálním provedení být nejlépe manuálně nastavitelný, abychom jej mohli od výchozí hodnoty 70 V měnit postupně až k hodnotě, při níž bude získávaný iontový proud skutečně největší. Je totiž třeba počítat například s vlivem prostorového náboje.

5.2.4 Magnetické pole uvnitř iontového zdroje

V iontovém zdroji vyžadujeme i přítomnost magnetického pole, které bude udržovat elektrony a elektronovou ionizací vzniklé ionty uvnitř iontového zdroje tak, aby se omezilo narážení těchto částic na boční válcovou stěnu iontového zdroje. Chceme se tak co nejvíce

přiblížit ideálnímu stavu, kdy elektrony jsou z ionizační oblasti odebírány pouze zadní stěnou, která elektrony urychluje proti neutrálnímu plynu, kdy k úbytku iontů dochází pouze skrze extrakční otvory iontového zdroje.

Kvůli potenciálovému spádu a svému zápornému náboji mají elektrony ze žhavicího vlákna tendenci dostávat se k plášti válcového iontového zdroje, kde jejich přítomnost není žádána. Magnetické pole tak má za úkol hlavně stabilizovat přibližně rovný směr pohybu elektronů směrem k zadní stěně.

Magnetické pole bude tvořeno cívkou namotanou z vnější strany na plášť válce, jímž bude tvořen iontový zdroj. Cívkou bude procházet proud velikosti I , který tak zajistí vznik homogenního magnetického pole uvnitř této cívky. Velikost potřebného proudu lze odvodit ze známého vztahu pro magnetickou indukci uvnitř cívky [28]

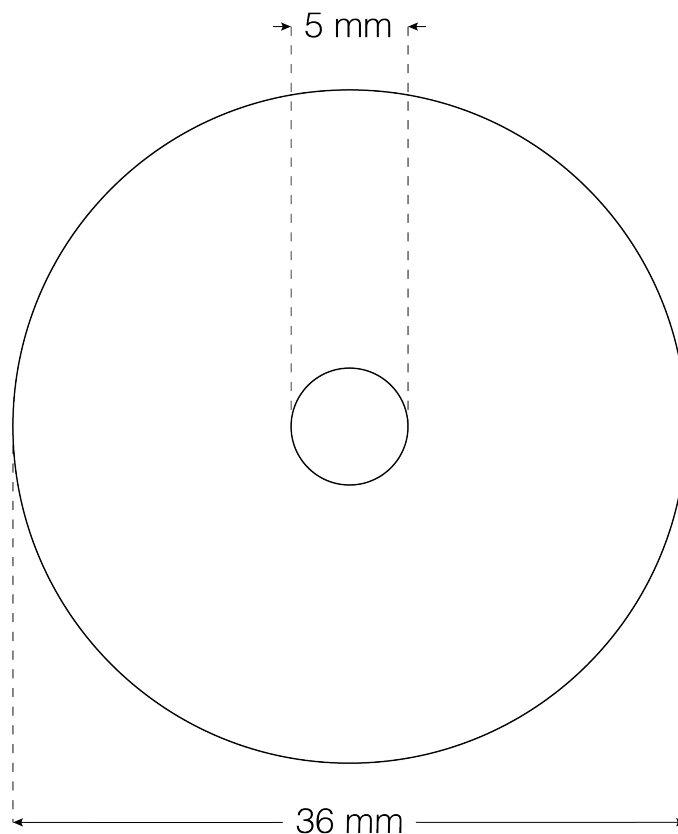
$$B = \mu \frac{NI}{l}, \quad (5.13)$$

kde μ je magnetická indukce, N je počet závitů cívky, I je proud procházející cívkou a l je délka cívky. Vyjádříme-li odtud proud I , budeme ze znalosti ostatních veličin a potřebného magnetického pole moci tento proud vypočítat.

5.3 Geometrie navrhovaného iontového zdroje

Mnou navrhovaný iontový zdroj připomíná tvarem běžnou solničku, neboť jde zjednodušeně řečeno o válec, který má v jedné podstavě velké množství malých otvorů. Celý návrh je však o něco složitější, a je proto v této části do podrobnosti popsán.

Deuterium je do prostoru iontového zdroje přivedeno zadní podstavou válce o poloměru 36 mm, ve které je kvůli přívodu plynu vyvrtán kruhový otvor o průměru 5 mm (viz. obrázek 5.6). Velikost tohoto otvoru byla zvolena pro jednoduchost tak, aby její plocha byla zhruba stejně velká jako součet ploch extrakčních otvorů na čelní stěně. Tato velikost však není zcela podstatná, závisí hlavně na rychlosti, kterou budeme plyn přivádět. Vzhledem k tomu, že má být na tuto podstavu přiveden elektrický potenciál, bude elektroda vyrobena z vodivého kovového plechu o tloušťce 1 mm. Mezi touto zadní podstavou a pláštěm válcového iontového zdroje požadujeme rozdíl potenciálů, a podstava proto bude od pláště oddělena vrstvou izolantu.

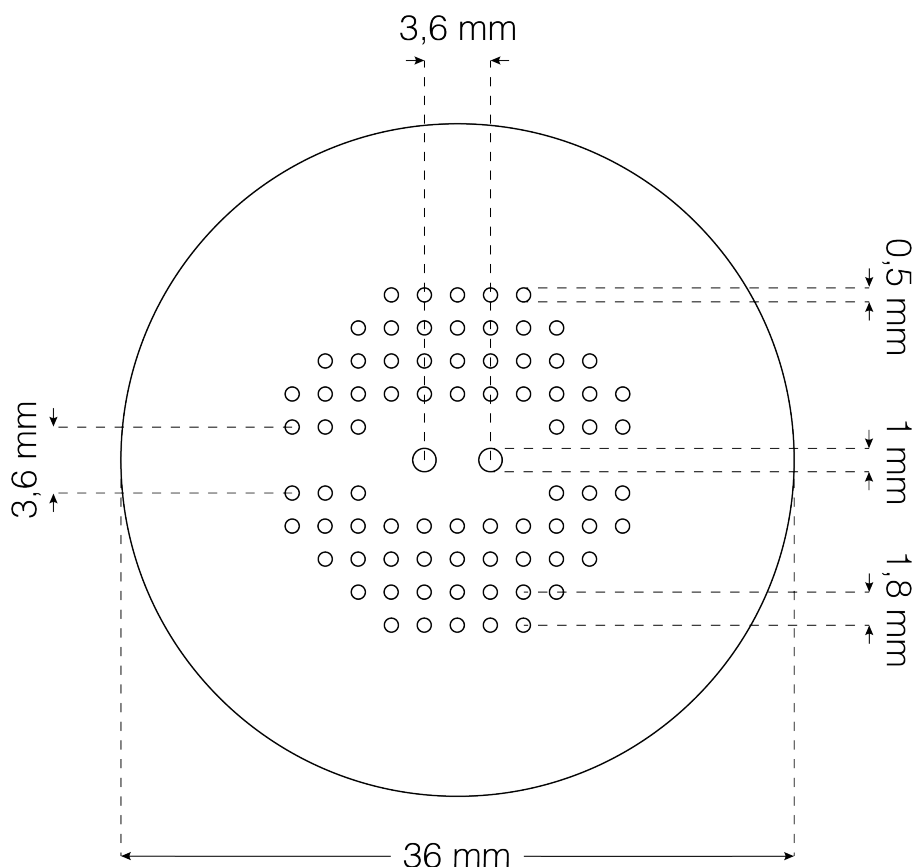


Obrázek 5.6: Nákres zadní podstavy válcového iontového zdroje s otvorem pro přívod plynu.

Přední podstava válcového zdroje bude vyrobena ze stejného materiálu jako podstava zadní a bude obsahovat, jak již bylo řečeno, velké množství extrakčních otvorů. Těchto otvorů je ve mnou navržené konfiguraci celkem 76 a jsou umístěny velmi blízko u sebe (viz. obrázek 5.7). I na tuto podstavu bude přiveden elektrický potenciál a vzhledem k množství extrakčních otvorů bude tato elektroda fungovat prakticky jako jakási mřížka. Zároveň však celková plocha otvorů není příliš velká, aby bylo možné uvnitř iontového zdroje udržovat vyšší tlak než ve zbytku fúzního neutronového zdroje, jako je to navrženo v [14].

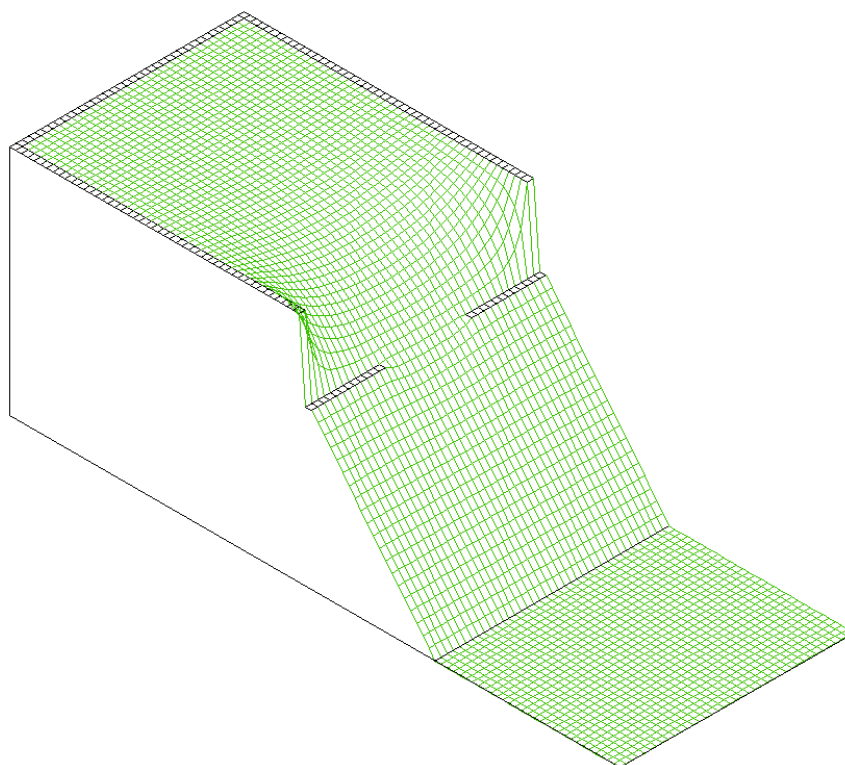
Ve střední části podstavy chybí oproti pravidelnému uspořádání několik extrakčních otvorů, neboť ve vnitřní části zdroje bude v tomto místě uchyceno wolframové žhavicí vlákno, za nímž chceme mít elektrodu bez děr kvůli minimalizaci úniku uvolněných elektronů mimo iontový zdroj.

Dva větší samostatné otvory o poloměru 1 mm, nacházející se ve středu přední podstavy, a pomyslný řádek, ve kterém jsou vynechány extrakční otvory, slouží k přívodu elektrických vodičů ke žhavicímu vláknu uvnitř iontového zdroje.



Obrázek 5.7: Náčrtek přední podstavy válcového iontového zdroje s extrakčními otvory a otvory pro přívod elektrického napětí ke žhavicímu vláknu.

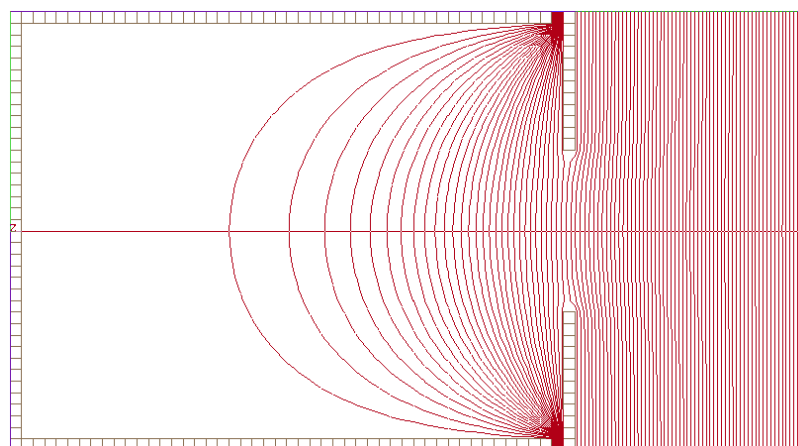
Celkový součet ploch extrakčních otvorů (vyjímaje dvou dírek pro přívod vodičů ke žhavicímu vláknu), jež mají průměr 0,5 mm, činí $S \simeq 15 \text{ mm}^2$, což jsou necelá 2 % plochy této podstavy. Pokud by byla tato stěna rovnoměrně ostřelována rovnoběžným svazkem neutrálních částic, dalo by se logicky očekávat, že poměr počtu částic, které podstavou projdou ven ze zdroje, ku počtu všech částic, které ke stěně dorazí, se bude pohybovat kolem této hodnoty. Přítomnost extrakčních otvorů však vytváří nehomogenitu elektrického potenciálu v jejich blízkosti. Za stěnou s otvory se navíc bude nacházet nabitá extrakční mřížka, jejíž přítomnost bude mít za následek snazší vnikání kladných iontů do těchto děr.



Obrázek 5.8: Spád potenciálu kolem extrakčního otvoru

Pro lepší představu uvádíme obrázek 5.8 znázorňující spád potenciálu kolem jediného kruhového extrakčního otvoru ve válcové komoře. Ze zřejmých důvodů je zde komora s otvorem zobrazena dvourozměrně, což bylo možné provést díky rotační symetrii válce. Do třetího rozměru je vynesena elektrický potenciál v daném bodě. V tomto jednoduchém modelu byl na čelní stěnu s otvorem přiveden nižší potenciál než na zbylé stěny válce, na extrakční mřížku byl pak přiveden potenciál nižší než na kteroukoli stěnu válcové komory. Díky této názorné ukázce si lze snadno představit pohyb kladně nabitě částice v takovém poli, neboť ten by se podobal pohybu hmotného bodu po povrchu tohoto tvaru v tíhovém poli Země.

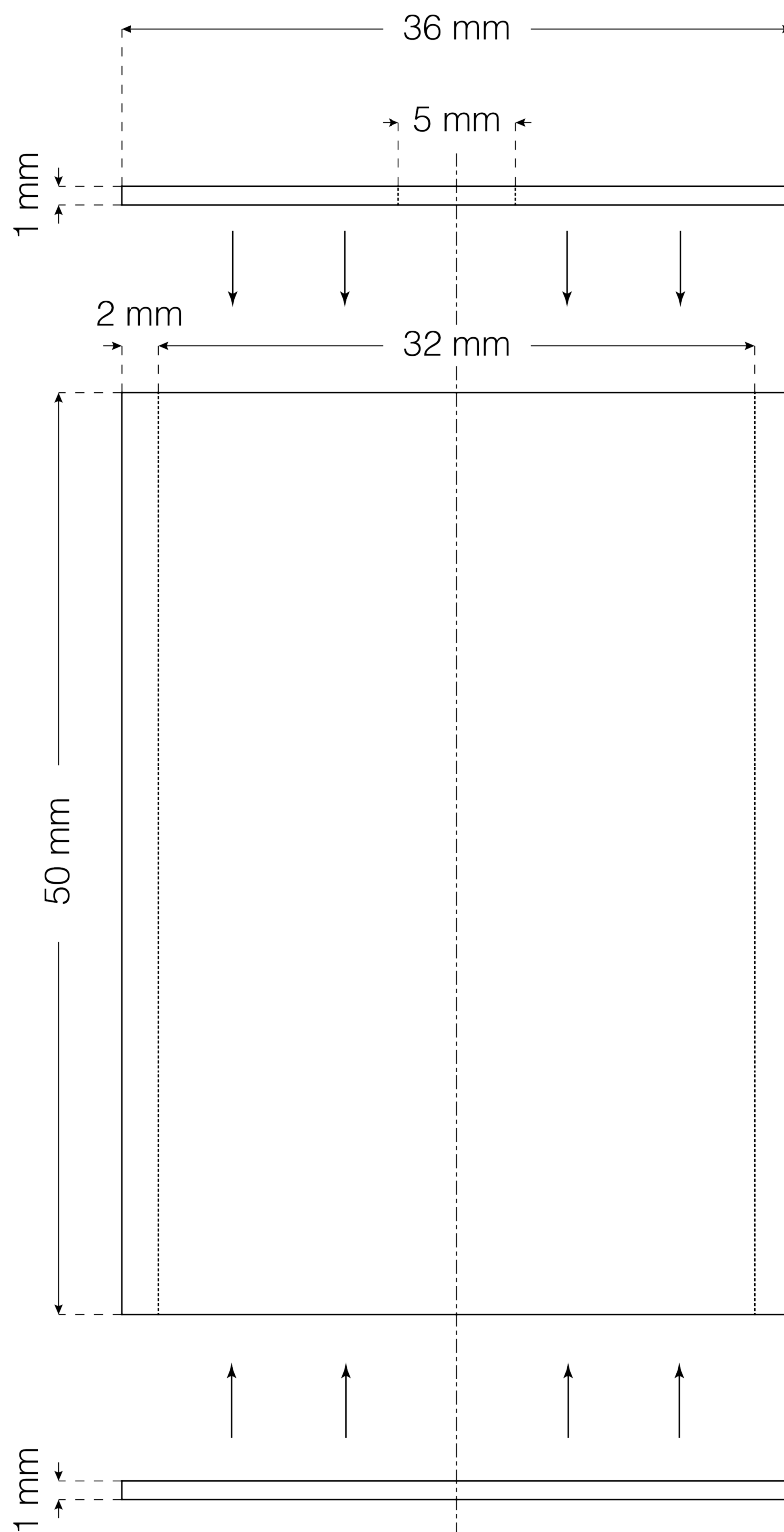
Na obrázku 5.9 je ve dvourozměrném zobrazení zakreslen tentýž model jednoduché komory s jedním extrakčním otvorem, kde červené čáry znázorňují ekvipotenciální hladiny elektrostatického pole. Z toho si lze udělat lepší představu o směru pohybu částice pohybující se směrem k extrakčnímu otvoru. Směr pohybu částice se totiž bude vlivem elektrických sil na ni působících měnit tak, aby byl na tyto hladiny vždy kolmý.



Obrázek 5.9: Zakřivení ekvipotenciálních hladin elektrostatičké pole kolem extrakčního otvoru

Přední stěna navržená podle obrázku 5.7, skrz kterou budou ionty extrahovány z ionizačního prostoru, bude spojena s pláštěm válcového iontového zdroje. Tento plášť bude vyroben taktéž z vodivého kovu a mezi ním a přední extrakční stěnou bude opět vrstva izolantu kvůli možnosti mít mezi těmito částmi potenciálový rozdíl. Díky rotační symetrii válcového pláště bude nejvhodnější k jeho zhotovení použít běžně dostupnou trubku z požadovaného vodivého kovu, v našem případě se zvoleným vnějším průměrem 36 mm, tloušťkou stěny 2 mm a délkou trubky 50 mm. Celkové uspořádání a rozměry elektrod iontového zdroje jsou znázorněny na obrázku 5.10.

Jak bylo popsáno výše, uvnitř iontového zdroje požadujeme i přítomnost magnetického pole. To vytvoříme tak, že kolem válce bude namotána cívka z měděného lakovaného drátu speciálně určeného pro cívky. Při použití měděného drátu o kruhovém průřezu 1 mm^2 , který dle údajů výrobce [29] odolá proudu až 41 A, lze na zdroji válcového tvaru mít 44 závitů. Použijeme-li pro vytvoření magnetického pole proud $I = 35 \text{ A}$, měli bychom na základě vztahu 5.13 dostat uvnitř cívky pole o velikosti magnetické indukce asi 0,039 T, což dostačuje našim účelům (viz. část o simulaci iontového zdroje). Pro tento výpočet byly použity hodnoty počtu závitů $N=44$, proudu v drátu cívky $I=35 \text{ A}$, délky cívky $l=0,05 \text{ m}$ a magnetické permeability $\mu=4\pi \times 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ [7], což je hodnota permeability vakua. Pokud totiž použijeme k výrobě elektrod iontového zdroje měď, jak bylo zamýšleno, nezmění se hodnota permeability díky tomu, že hodnota relativní permeability mědi je přibližně rovna jedné [30].



Obrázek 5.10: Nákres válcového iontového zdroje (pohled z boku).

5.4 Optimalizace návrhu iontového zdroje

Můj návrh iontového zdroje pro fúzor se separovaným tlakem se značně liší od původního návrhu od Daniela Krasnického z roku 2007 [14]. Původní myšlenka, že ve fúzoru budou přítomny dva iontové zdroje ve tvaru půlkulových slupek, byla zavržena z důvodu náročnosti výroby takových iontových zdrojů a realizace optimálního magnetického pole sloužícího k udržení ionizací vzniklého plazmatu v těchto zdrojích.

Prvním myšlenkovým krokem bylo rozdělit tyto půlkulové slupky na více částí - jakési duté půlměsíce, které bychom dostali pomyslným nařezáním půlkulových slupek a které by po složení dohromady dávaly opět kulovou vrstvu. Tyto půlměsíce lze ještě dále rozdělit na jakési duté krychličky, jež mají uvnitř magnetické pole se siločarami směřujícími od horní k dolní stěně a extrakčními otvory v jedné z bočních stěn, žhavící vlákno by bylo přítomno uvnitř zdroje při horní či dolní stěně a přívod plynu by byl zaveden stěnou protější.

Tento model byl zavržen ze dvou důvodů. Zaprvé by bylo nutné vměstnat extrakční otvory mezi drát cívky, kterým by bylo zajišťováno magnetické pole, což by způsobovalo nehomogenitu v tomto poli, a zhoršovalo tak udržení ionizací vzniklé plazmy. Druhým problémem by byla samotná extrakce těmito otvory. Před stěnou s extrakčními otvory by sice byla také umístěna extrakční mřížka, jenže v okamžiku, kdy bychom pomocí ní chtěli extrahovat ionty z iontového zdroje ven, by se dráha iontů pohybujících se ve směru k extrakčním otvorům zakřivovala vlivem magnetického pole. To by bylo možné řešit dočasným vypnutím tohoto magnetického pole, jehož přítomnost je však stěžejní pro udržení ionizací vzniklé plazmy a směru pohybu elektronů sloužících k ionizaci.

Proto byl navržen iontový zdroj typu „solnička“, kde není nutné vypínat udržující magnetické pole a kde elektrické pole zajišťuje jak ionizaci neutrálního plynu, přivedeného do prostoru iontového zdroje, tak přesun ionizací vzniklých kladných iontů ke stěně s extrakčními otvory. Myšlenka extrakční mřížky byla samozřejmě zachována, neboť je stěžejní pro optimální extrakci iontů z iontového zdroje i pro ovládání fúzoru. Změnou potenciálu na extrakční mřížce můžeme snadno ovládat průběh fúze v hlavní části fúzoru. Přetrval také úmysl použít pro účely fúzoru více než jeden iontový zdroj daného typu. Díky kompaktním rozměrům mnou navrženého zařízení je opět možné obklopit mřížkové elektrody fúzoru několika iontovými zdroji a zajistit tak vysoký proud iontů uvnitř fúzoru.

Výhodou tohoto iontového zdroje je oproti předchozímu návrhu i to, že jej lze použít

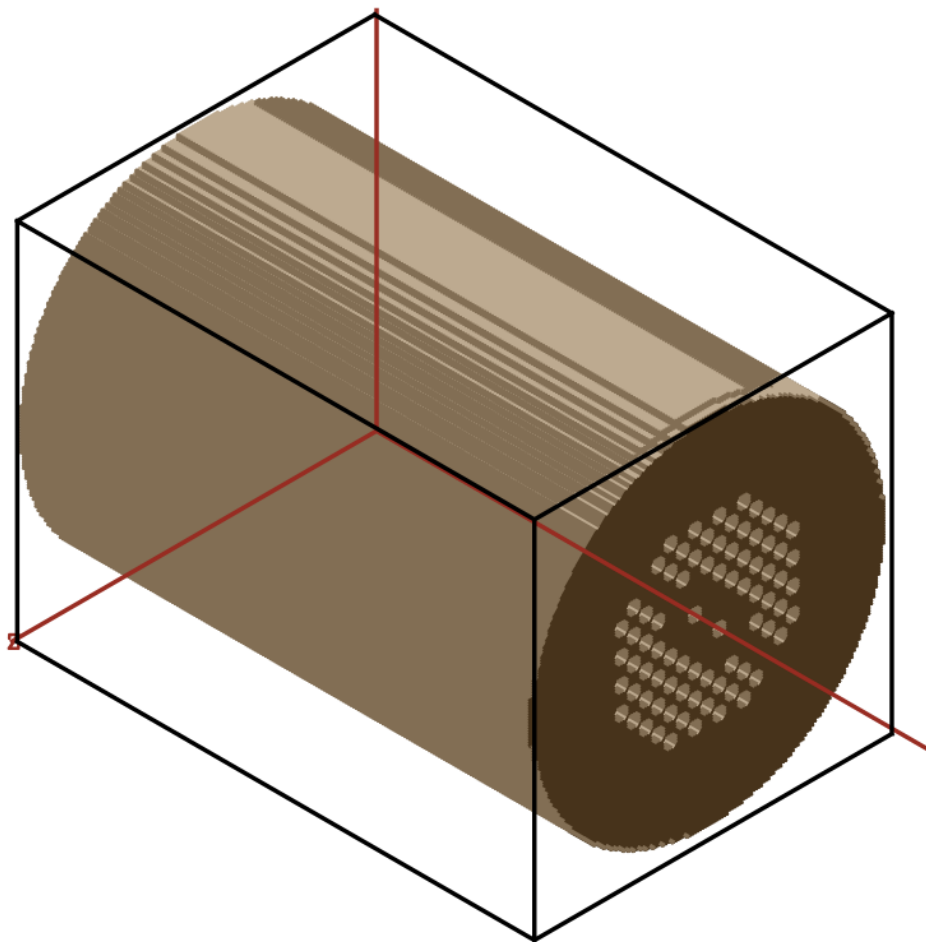
jak při sférické, tak při cylindrické geometrii fúzního neutronového zdroje, neboť je možné iontové zdroje tohoto typu uchytit okolo elektrod do libovolných experimentu vyhovujících umístění. Díky svému tvaru a kompaktnosti může tento zdroj najít uplatnění i v jiných zařízeních, kde by svými parametry splňoval kladené nároky na iontový zdroj.

5.5 Simulace extrakce iontového svazku

Pro simulaci iontového zdroje jsem použil program SIMION ve verzi 8.0 vyvíjený v Idaho National Engineering and Environmental Laboratory. Jde o velmi propracovaný systém na simulaci nabitých částic v elektrickém a/nebo magnetickém poli. Nevýhodou SIMIONu je, že neuvažuje interakci částic účastnících se simulace, a proto například není možné simulovat samotnou elektronovou ionizaci probíhající v iontovém zdroji. Lze však simulovat pohyb elektronů ze žhavicího vlákna směrem k části zdroje, do které bude přiveden neutrální plyn, a hlavně lze simulovat pohyb kladných iontů plynu směrem ke stěně s extrakčními otvory a jejich průchod skrz tuto stěnu.

5.5.1 Elektrické pole v počítačové simulaci

Prvním krokem v simulaci iontového zdroje je samozřejmě vytvoření modelu tohoto zařízení. Tělesa vytvořená v SIMIONu jsou vždy pouze elektrodami, jimž přiřadíme hodnotu na ně přivedeného potenciálu. Nelze vytvářet izolanty, které neovlivňují elektrické pole v okolí. Pro tyto účely si lze vypomoci vlastním přídatným programem, který by v případě, že částice narazí na oblast, kde zamýšlíme mít umístěný izolant, simulaci této konkrétní částice ukončil stejně jako v případě, když částice narazí na elektrodu. V našem návrhu se však izolanty objevují pouze jako tenké prstence umístěné mezi podstavy a plášť válcového zdroje, a tak je můžeme v simulaci zanedbat, neboť SIMIONu nevadí ani velmi malá vzdálenost mezi elektrodami. Výsledný model tvořený třemi elektrodami podle návrhu popsaného v části 5.3 je zobrazen na obrázku 5.11.



Obrázek 5.11: Model navrženého iontového zdroje v programu SIMION

V simulaci máme 1 cm před děrovanou elektrodou umístěnu již zmiňovanou extrakční mřížku (na obrázku 5.11 není zobrazena), jež je v tomto případě uzemněna. Čelní stěna sloužící k extrakci iontů je oproti ní nastavena na kladnou hodnotu napětí U_1 , kterou jsem při optimalizaci extrakce pomocí simulací v programu SIMION měnil. Na plášti válcového zdroje a jeho zadní stěně je přivedeno napětí $U_2 = U_3 = 70$ V oproti přední stěně, jako bylo uvažováno v části 5.2.3.

Vzhledem k tomu, že ionty získají energii k opuštění iontového zdroje již v ionizátoru, zdálo by se, že extrakční mřížka není potřeba. Ovšem kromě toho, že je nutná pro vytvoření vhodnějšího spádu potenciálu v oblasti extrakčních otvorů, jsem uvažoval také, že ve fúzoru bude pouze jediná tato extrakční mřížka nehledě na množství použitých iontových zdrojů typu „solnička“, a mřížka tak bude zároveň plnit úlohu anody fúzního neutronového zdroje. Tím ji bude možné použít i k případnému omezení (nebo postupně k úplnému zastavení)

průběhu fúzní reakce v prostoru fúzoru.

Tohoto zastavení fúze bude možné dosáhnout srovnáním potenciálu přivedeného na plášť a zadní stěnu iontového zdroje s potenciálem na čelní stěně a mírným zvýšením potenciálu na extrakční mřížce. Bude-li totiž mít katoda fúzoru záporný potenciál oproti původně uzemněné anodě/extrakční mřížce, lze tímto postupem dosáhnout ukončení extrakce iontů při současném doběhnutí fúzních reakcí iontů nacházejících se v hlavní části fúzoru. Přísun iontů do fúzoru lze přerušit také uzavřením ventilu na přívodu plynu z tlakové lahve, případně odpojením žhavicího vlákna, nejlépe samozřejmě kombinací všech zmiňovaných způsobů.

5.5.2 Magnetické pole v počítačové simulaci

Magnetické pole je v SIMIONu třeba řešit elektrodami podobně jako v případě pole elektrického. Tyto elektrody fungují jako jakési magnety, jimiž můžeme nastavit velikost magnetického pole, které mají vytvářet. K tomu SIMION používá vlastní jednotky Mags, při simulaci je však snadno zjistitelná hodnota magnetické indukce v každém bodě, neboť zde již program pracuje s jednotkami Gauss, které odpovídají dnes častěji používaným jednotkám Tesla vztahem $1 \text{ G} = 1 \times 10^{-4} \text{ T}$.

Tyto „magnetické elektrody“ bylo třeba kvůli správnému směru magnetické indukce (od jedné podstavky zdroje ke druhé, jako by tomu bylo u cívky ve skutečnosti) umístit těsně ke stěnám iontového zdroje. Aby však mohly ionty i nadále prolétat podstavou sloužící k extrakci, byly vytvořeny jako kruhové elektrody (tedy válcové elektrody s infinitezimální výškou). SIMION v takovém případě nakládá s elektrodou jako s ideální mřížkou, která může mít nastavený potenciál, a chová se tedy jako elektroda, ale přitom nechá částice volně procházet prostorem, v němž se nachází. Tyto magnetické „elektrody“ byly pro simulaci nastaveny na 0 a 830 Mags, což uvnitř iontového zdroje odpovídá vytvoření homogenního magnetického pole o magnetické indukci $B = 0,039 \text{ T}$, vypočteného v části 5.3.

5.5.3 Vytvoření částic v počítačové simulaci

Částicím jsem v programu SIMION nastavil vlastnosti odpovídající iontům deuteria, tedy kladný elementární náboj a příslušnou hmotnost $m=2,014u$, kde $u=1.6605402 \times 10^{-27} \text{ kg}$ [3]. Oblast, v níž budou částice v simulaci vznikat, jsem nastavil na téměř celý vnitřní prostor iontového zdroje. Energii, kterou budou částice mít na začátku simulace, jsem ponechal na

standardní hodnotě 0,1 eV, neboť v okamžiku vzniku budou ionty mít energii prakticky pouze vlivem svého tepelného pohybu. Směr, jímž se budou s touto energií na začátku pohybovat, jsem nastavil jako čistě náhodný, neboť při daných potenciálových rozdílech a počáteční hodnotě energie iontů nemá tento směr v simulaci významnější roli. Počet částic byl nastaven na 10 000, což je vzhledem k našim potřebám dostatečné množství k určení, kolik procent vzniklých iontů lze extrahovat.

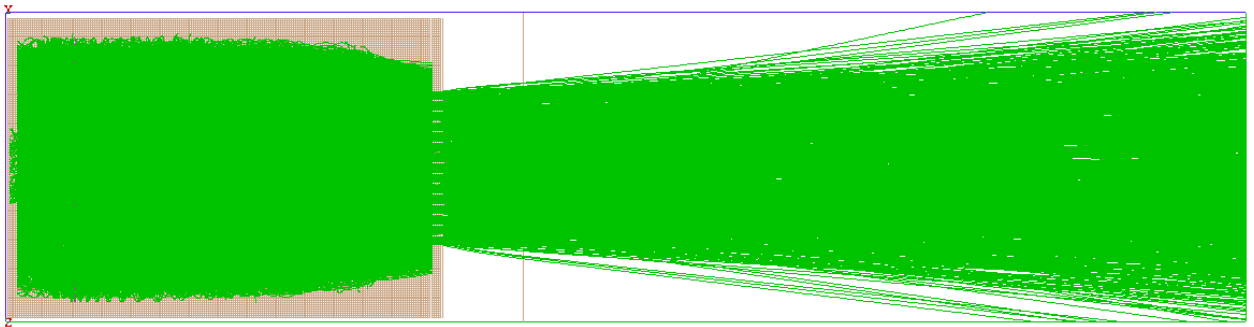
5.5.4 Extrakce iontů z iontového zdroje

K simulaci iontového zdroje jsem ještě přidal vlastní uživatelský program pro počítání částic, jež se dostanou za extrakční mřížku, aby bylo možné snadno určit, jaké množství v simulaci vzniklých částic se dostane ze zdroje do hlavního prostoru fúzoru. Trajektorie částic se vzhledem ke středním volným drahám při námi použitým nízkém tlaku, nebudou od trajektorií zobrazených v simulaci příliš lišit.

Postupně bylo zkoušeno, jaké napětí mezi extrakční mřížkou a čelní stěnou zdroje bude ideální pro maximální extrakci iontů (s tím, že napětí mezi čelní stěnou a zbytkem iontového zdroje bylo stále ponecháno na konstatní hodnotě 70 V). Při postupném zvyšování potenciálového rozdílu mezi uzemněnou extrakční mřížkou a čelní stěnou iontového zdroje v násobcích 50 V se projevila očekávaná tendence zvyšujícího se počtu extrahovaných iontů při zvyšování tohoto napětí. Zatímco při nejnižších hodnotách napětí znamenalo navýšení o 50 V nárůst počtu získaných iontů o 2-3 %, od hodnoty napětí 250 V výše přestal být tento nárůst výrazný, a proto jsem jako vhodný potenciálový rozdíl mezi uzemněnou mřížkou a čelní stěnou zvolil hodnotu $U_1 = 200$ V. To znamená, že na plášti a zadní stěně zdroje bude nastaveno napětí $U_2 = U_3 = 270$ V vzhledem k uzemněné extrakční mřížce. Simulace extrakce iontů při těchto hodnotách je znázorněna na obrázku 5.12. Z celkového počtu simulovaných částic činí část, již se podařilo extrahovat, asi 12,93 %.

Nyní tedy můžeme provést odhad iontového proudu na základě vzorce 5.1, neboť z výpočtu na konci části 5.2.1 známe hodnotu proudu elektronů ze žhavicího vlákna a známe také maximální hodnotu účinného průřezu pro ionizaci (viz. část 5.2.3), kterého se budeme snažit dosáhnout. Za hustotu elektronů dosadíme do vzorce 5.1 hodnotu vypočteného proudu elektronů vztaženého na průřez válcového iontového zdroje, tzn. $i_e = I_e/S$, kde $S = 8,04$ cm² je průřez iontového zdroje vypočtený z hodnoty vnitřního poloměru. Za efektivní objem

ionizace V_{ef} dosadíme celý vnitřní objem iontového zdroje, tedy $V_{ef} = 4,02 \times 10^{-5} \text{ m}^3$. Pro výpočet hustoty částic využijeme vztahu 5.2, kam za tlak dosadíme tlak $p = 0,1 \text{ Pa}$, požadovaný v iontovém zdroji při provozu, a teplotu $T = 300 \text{ K}$. Za účinný průřez pro ionizaci dosadíme hodnotu $\sigma_i = 0,981 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, kterou jsme určili v části 5.2.3. Z těchto hodnot dostaneme hodnotu iontového proudu $I'_i = 278 \text{ }\mu\text{A}$, kterou je však ještě nutno přenášobit procenty vypočtenými výše, které zohlední, kolik iontů z celkového počtu vytvořených, podaří extrahovat. Celkově tedy dostáváme finální výsledek $I_i = 36 \text{ }\mu\text{A}$. Tato teoreticky vypočtená hodnota však bude s největší pravděpodobností v praxi nižší, neboť zřejmě nebudeme dosahovat maximálního účinného průřezu, s nímž jsme nakládali v tomto výpočtu.



Obrázek 5.12: Simulace extrakce iontů deuteria z prostoru iontového zdroje typu „solnička“.

Svazek je sice rozbíhavý, za iontový zdroj tohoto typu je však možné přidat další moduly, které mohou sloužit k fokusaci svazku. Bude-li například při sférickém uspořádání fúzoru zvolena dostatečně malá centrální katoda, zajistí částečnou fokusaci ona. Při realizaci fúzoru tímto způsobem však vzniká jiný významný problém, který byl popsán již v [14] - totiž že ionty mají při vstupu do hlavní části fúzoru (tzn. mezi středovou katodu a anodu/extrakční mřížku) nenulovou energii, což značně komplikuje možnost jejich recirkulace. V případě, že iont nenarazí na mřížkovou katodu, nesrazí se s jiným iontem, či nenarazí po průletu katodou při opětovném zpomalování do extrakční mřížky, prolétne zřejmě za extrakční mřížku, čímž se nám nadobro ztratí z hlavní části fúzoru, kde by mohl být využit k fúzní reakci.

Navrhovaným řešením v [14] je postupné snižování potenciálu na katodě, případně zvyšování napětí na extrakční mřížce. Rychlost tohoto zvyšování by měla odpovídat času, který potřebuje iont na průlet celou hlavní částí (urychlovací oblastí) fúzoru. V druhém zmiňovaném případě (zvyšování napětí na anodě/extrakční mřížce) bychom tak postupně zastavili

extrakci iontů z iontového zdroje. Po využití iontů, které by cirkulovaly ve fúzor, by bylo možné opět snížit napětí na extrakční mřížce a znovu spustit extrakci. Fúzor by tak pracoval v jakémisi pulzním režimu.

5.6 Tlak v iontovém zdroji a ve vakuovém systému

Kromě extrahovaných iontů nám samozřejmě bude čelní stěnou unikat z prostoru iontového zdroje velké množství neutrálních částic plynu, jež mohou mít negativní vliv na chod fúzor, v němž bude iontový zdroj použit. V případě nadbytečného množství neutrálních částic v urychlovacím prostoru fúzor by se totiž extrahované ionty srážely s těmito částicemi a ty by pak nebyly urychleny na potřebné energie pro proběhnutí fúzní reakce. Toho se chceme vyvarovat. Hodnota tlaku uvnitř iontového zdroje, která byla uváděna v předchozích pasážích bez nějakého odůvodnění, bude nyní v této části vysvětlena a bude prodiskutován její vliv na tlak ve zbytku fúzor.

5.6.1 Vakuová vodivost otvorů

Máme-li systém oddělených objemů s různými hodnotami tlaku v každém z nich a jsou-li tyto objemy vzájemně propojeny malým otvorem (nebo více otvory), budou proudit částice z objemu s vyšším tlakem do objemu s tlakem nižším, dokud se tlak v obou oblastech nevyrovná. Náš iontový zdroj umístěný ve vakuové komoře samozřejmě je takovým systémem, což znamená, že pro něj také lze teoreticky odvodit, jaké množství částic projde za časovou jednotku z iontového zdroje do prostoru vakuové komory.

Uvažujme otvor o ploše S_0 v nekonečně tenké neohraničené stěně, kde částice dopadají na otvor z prostorového úhlu 180° . Pokud na jedné straně této stěny bude tlak p_2 a na druhé straně tlak p_1 , kde platí $p_2 > p_1$, budou mezi oběma oblastmi proudit částice. Za 1 s projde otvorem o velikosti 1 m^2 z oblasti s tlakem p_2 do oblasti s tlakem p_1 celkem $\nu'_{1(2)}$ částic. Také z oblasti s tlakem p_1 do oblasti s tlakem p_2 však budou procházet částice, bude jich $\nu'_{1(1)}$ [31]. Tyto hodnoty je možné určit ze vztahů

$$\nu'_{1(2)} = \frac{1}{4} \frac{N_2}{V_2} v_a = \frac{1}{4} \frac{p_2}{kT} v_a \quad (5.14)$$

$$\nu'_{1(1)} = \frac{1}{4} \frac{N_1}{V_1} v_a = \frac{1}{4} \frac{p_1}{kT} v_a, \quad (5.15)$$

kde v_a je střední aritmetická rychlost, pro niž platí vztah

$$v_a = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}, \quad (5.16)$$

kde m_0 je hmotnost atomu (molekuly) daného plynu [31]. Počet molekul, které projdou jednotkovým průřezem z oblasti s vyšším tlakem do oblasti s nižším tlakem za 1 s, je tedy

$$\nu'_{1(2 \rightarrow 1)} = \nu'_{1(2)} - \nu'_{1(1)} = \frac{1}{4} \frac{v_a}{kT} (p_2 - p_1). \quad (5.17)$$

Dále pak definujeme proud plynu I , což není nic jiného než množství plynu procházející za 1 s určitým průřezem

$$I = p \left(\frac{dV}{d\tau} \right)_p. \quad (5.18)$$

Lze jej vyjádřit i pomocí molekul, které projdou za 1 s daným průřezem, tedy

$$m' = m_0 \nu'_1. \quad (5.19)$$

Vyjádríme-li si ze stavové rovnice 5.10 objem jako

$$V = \frac{m}{m_0} \frac{kT}{p} \quad (5.20)$$

a provedeme-li časovou derivaci tohoto objemu

$$\left(\frac{dV}{d\tau} \right)_p = k \frac{T}{p} \frac{1}{m_0} \frac{dm}{d\tau}, \quad (5.21)$$

lze za použití vztahu

$$\frac{dm}{d\tau} = m' = m_0 \nu' \quad (5.22)$$

upravit výraz 5.21 do tvaru

$$\left(\frac{dV}{d\tau} \right)_p = k \frac{T}{p} \nu', \quad (5.23)$$

odkud již můžeme snadno po dosazení do vztahu 5.18 získat vztah mezi proudem částic a množstvím molekul procházejících za časovou jednotku otvorem o jednotkovém průřezu

$$I = kT\nu'. \quad (5.24)$$

Spojením vzorců 5.24 a 5.17 obdržíme výraz pro proud plynu procházející otvorem o průřezu S_0

$$I = \frac{1}{4}v_a S_0(p_2 - p_1). \quad (5.25)$$

V našem případě však máme stěnu tloušťky 1 mm. Při průchodu částic plynu takovou stěnou dopadají některé částice na stěnu otvoru, kde vlivem mezimolekulárních sil určitou dobu zůstávají. To má za následek nižší částicový proud při přechodu mezi dvěma oblastmi s různými tlaky [31].

V takovém otvoru nastává rovnováha dvou sil F_+ a F_- . Síla F_+ působí na sloupec plynu a je způsobena rozdílem tlaků $p_2 - p_1$. Lze ji popsat výrazem

$$F_+ = \pi \frac{D^2}{4}(p_2 - p_1), \quad (5.26)$$

kde $\pi \frac{D^2}{4}$ je obsah podstavy sloupce plynu. Síla F_- je oproti tomu silou třecí a závisí na srážkové četnosti $\nu'_{\pi DL}$ molekul plynu se stěnou otvoru, jež má plochu πDL , a na rychlosti v_x sloupce plynu. Zmiňovanou srážkovou četnost lze vyjádřit vztahem [31]

$$\nu'_{\pi DL} = \frac{1}{4}n_0 v_a \pi DL, \quad (5.27)$$

kde n_0 je počet částic na objemovou jednotku vypočtený z tlaku

$$p_0 = \frac{1}{2}(p_1 + p_2). \quad (5.28)$$

Uvědomíme-li si, že pro změnu hybnosti molekuly ve směru x platí při srážce se stěnou $m_0 v_x - 0 = m_0 v_x$, je možno třecí sílu F_- vypočítat z této změny hybnosti násobené srážkovou četností $\nu'_{\pi DL}$ [31], tedy

$$F_- = \nu'_{\pi DL} m_0 v_x = \frac{1}{4}n_0 v_a \pi DL m_0 v_x. \quad (5.29)$$

Dochází tedy k rovnováze mezi silami F_+ a F_- , odkud dostaneme

$$\pi \frac{D^2}{4} (p_2 - p_1) = \frac{1}{4} \pi D L n_0 m_0 v_a v_x. \quad (5.30)$$

Dosazením již několikrát zmiňovaného vztahu mezi počtem částic na objemovou jednotku a tlakem a následným vyjádřením složky rychlosti v_x získáme

$$v_x = kT \frac{1}{m_0 v_a p_0} \frac{1}{L} (p_2 - p_1). \quad (5.31)$$

Odtud lze vypočítat tok plynu, neboť víme, že sloupec plynu s podstavou $\pi \frac{D^2}{4}$ se pohybuje rychlostí v_x , tedy

$$\frac{dV}{d\tau} = \pi \frac{D^2}{4} v_x. \quad (5.32)$$

Výše uvedený vztah už je pouze krok od vztahu pro proud částic

$$I = p_0 \frac{dV}{d\tau} = \pi \frac{D^2}{4} v_x p_0. \quad (5.33)$$

Podle [31] však z přesnějšího rozboru uvažujícího poměr rychlostí v_x/v_a a vliv spádu koncentrace na počet nárazů molekul na stěnu otvoru ve stěně zjistíme, že ve vztahu 5.33 chybí ještě činitel $8/3\pi$. Odtud tedy upravený tvar výrazu pro proud částic

$$I = \frac{8}{3\pi} \pi \frac{D^2}{4} v_x p_0 = \frac{2}{3} D^2 v_x p_0, \quad (5.34)$$

který lze za použití vztahů 5.31 a 5.16 upravit na finální tvar

$$I = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\pi kT}{2m_0}} \frac{D^3}{L} (p_2 - p_1). \quad (5.35)$$

Tím jsme získali vyjádření proudu částic procházejícího kruhovým otvorem ve stěně tloušťky L . V našem případě je otvorů více, a proto je třeba tento proud násobit počtem otvorů. Z jednoduché úvahy zjistíme [31], že tlak plynu ve vakuové komoře se ustálí na hodnotě

$$p = \frac{\sum I}{\sum S}, \quad (5.36)$$

kde $\sum I$ je součet proudů plynu vnikajícího do vakuového systému a $\sum S$ je součet čerpacích rychlostí vývěv, které zajišťují vakuum v systému. Víme však, že proud částic

mezi dvěma objemy závisí na jednotlivých tlacích v obou z nich. Tlak p_1 ve vzorci 5.35 je ale zároveň tlakem 5.36, který se ustálí ve vakuovém systému, neboť tlak p_2 budeme udržovat na konstantní hodnotě neustálým dodáváním částic neutrálního plynu. Po určité době se nám tedy i v prostoru vakuové komory (což je zároveň prostor fúzoru) srovná na hodnotě p_1 . Tato hodnota nás zajímá kvůli možnosti urychlovat ionty v prostoru fúzoru a kvůli zajištění jejich recirkulace.

Není tedy nic snazšího než dosadit vzorec 5.35 do vztahu 5.36, vyjádřit tlak p_1 a vypočítat jej. Dosadíme-li do vzniklého vzorce námi uvažovanou pokojovou teplotu $T = 300$ K, hmotnost deuteria $m_0 = 3,35 \times 10^{-27}$ kg, průměr otvoru ve stěně $D = 0,5$ mm, tloušťku stěny $L = 1$ mm, tlak v iontovém zdroji $p_2 = 0,1$ Pa a čerpací rychlost naší turbomolekulární vývěvy $S = 30$ l.s⁻¹ [32], obdržíme hodnotu ustáleného tlaku ve vakuové komoře $p_1 = 1,2 \times 10^{-2}$ Pa. To je zároveň velmi dobrá hodnota pro chod fúzoru [14], neboť střední volná dráha iontu při tomto tlaku je řádově v metrech. To znamená, že počet recirkulací, které bude schopen ion ve fúzoru provést, pokud nenarazí na některou z mřížek či jiný ion, bude v řádech desítek.

Zbývá dopočítat proud částic I procházejících z iontového zdroje do vakuové komory po ustálení tlaků, neboť pro udržení stálého tlaku p_2 v iontovém zdroji bude třeba zajistit stejný proud částic přicházejících do zdroje z tlakové lahve. Využijeme vztah 5.35 a dosazením výše uvedených hodnot získáváme hodnotu proudu $I = 5,1 \times 10^{-6}$ Pa.m³.s⁻¹.

5.7 Realizace navrženého iontového zdroje

Jak bylo zmíněno v několika pasážích této práce, některé parametry a nastavení iontového zdroje nelze úspěšně získat z teorie nebo simulací, ale pouze z experimentu. K úspěšnému experimentálnímu ověření funkčnosti takového zdroje a proměření iontového proudu, který je z něj možné získat, je však kromě výroby, na jejíž jednoduchost byl při návrhu brán ohled, potřeba také úchytná konstrukce, na níž bude celý systém připevněn. Také je třeba navrhnout aparaturu pro přesné měření iontového proudu. Zde by bylo výhodné využít například tzv. *integrated current transformeru* [33]. Zjednodušeně řečeno je u této aparatury využito indukce elektrického proudu v obvodu drátu namotaného na toroidní jádro z magneticky měkkého materiálu při průletu tímto toroidem (na základě platnosti Lenzova zákona). V ne-

poslední řadě je třeba obstarat dostatečnou zásobu deuteria. Jako způsob získání deuteria se nabízí, že bychom si jej připravili sami z těžké vody elektrolyticky a čistým deuteriem pak naplnili tlakovou láhev. Problémem při případné realizaci je také absence zdroje stejnosměrného proudu, kterým bychom mohli zajistit dostatečné magnetické pole v iontovém zdroji. Jak bylo zmíněno v části 5.3, pro vytvoření magnetického pole požadujeme proud $I = 35 \text{ A}$, což je vyšší hodnota, než jsme schopni zajistit nám dostupnými zdroji.

ZÁVĚR

V rámci této práce byl navržen iontový zdroj, jehož hlavním plánovaným účelem je použití v připravovaném fúzním neutronovém zdroji. Z důvodů snadné realizace byla pro přípravu iontů vybrána ionizace pomocí dopadajících urychlených elektronů. Na základě parametrů žhavicího vlákna, které bude použito jako zdroj ionizujících elektronů, jsem zjistil přibližný proud těchto elektronů, jenž budeme schopni získávat, a díky převzatým experimentálním datům o účinných průřezech pro ionizaci jsem přibližně určil iontový proud, který můžeme z navrženého iontového zdroje obdržet.

Jelikož má být iontový zdroj součástí fúzoru se separovaným tlakem, tedy takového fúzoru, kde ionizace v iontovém zdroji nastává při vyšším tlaku, než jaký je ve zbytku iontového zdroje, byl navržen systém extrakčních otvorů, které umožňují (při daných parametrech vakuové techniky na fakultě) udržet v iontovém zdroji cca desetkrát vyšší tlak, než bude ve zbytku fúzoru. Ve fúzoru byl požadován tlak 10^{-2} či nižší, s navrženým iontovým zdrojem bude možné dosáhnout právě této hodnoty. V případě snahy o získání nižšího tlaku v prostoru vakuové komory, kde se bude fúzor nacházet, by bylo nutné buď snížit i tlak udržovaný v iontovém zdroji, případně zmenšit celkovou plochu extrakčních otvorů. Obě tyto změny by však měly současně za následek také výrazné snížení iontového proudu, který má být pro chod fúzoru co nejvyšší.

S těmito parametry a podmínkami byla za pomoci množství softwarových simulací v programu SIMION provedena optimalizace extrakce iontového svazku. Toho bylo dosaženo postupnými změnami napětí mezi extrakční mřížkou nacházející se u iontového zdroje a následným určením nejvhodnějšího potenciálového spádu v tomto místě tak, aby množství iontů, které extrakčními otvory projdou, bylo co největší. Pro usnadnění konstrukce jsem se rozhodl návrh koncipovat tak, že tato extrakční mřížka je zároveň mřížkovou anodou fúzního neutronového zdroje. Toto provedení umožňuje ukončit extrakci iontů, zatímco fúze již extrahovaných jader může pokračovat.

Realizace navrhovaného iontového zdroje a měření iontového proudu nebyly uskutečněny,

neboť by bylo třeba kromě výroby samotného iontového zdroje zajistit také návrh a výrobu měřicího přístroje, kterým bychom určili získávaný iontový proud, a také nosnou konstrukci, na níž by byla obě tato zařízení upevněna ve vakuové komoře. Dále by bylo nutné zajistit zdroj elektrického proudu, který by byl schopen dodat dostatečný elektrický proud pro vytvoření magnetického pole, jak je to uvedeno v této práci. Důkladný popis těchto potřebných zařízení a další optimalizace nastavení iontového zdroje na základě experimentálně naměřeného iontového proudu by zřejmě spolu s již provedeným byla nad rámec jedné bakalářské práce.

Díky návrhu iontového zdroje jsme však o krok blíže k úspěšnému sestrojení fúzního neutronového zdroje. Pokud by se navíc podařilo zajistit výkonnější aparaturu, jež zajišťuje odčerpávání plynu z prostoru vakuové komory, byl by dosažitelný poměr mezi tlakem v iontovém zdroji a tlakem ve zbytku fúzoru vyšší, což by bylo pro experiment výhodné. Kdyby se hodnota iontového proudu, který budeme schopni z navrhovaného zdroje získat, ukázala jako nedostatečná, bylo by potřeba pravděpodobně upravit jeho návrh do složitější podoby. Ta by mohla obsahovat samostatné elektronové dělo, které by elektrony ostřelovalo neutrální plyn, jenž by se nacházel v objemu určitým způsobem odděleným od elektronového děla.

Po zhotovení a úspěšném otestování iontového zdroje bude do budoucna pro vytvoření fúzního neutronového zdroje potřeba navrhnout mřížkové elektrody z vhodného materiálu tak, aby vytvářely elektrické pole co nejvíce podobné poli mezi dvěma soustřednými ideálními kulovými vrstvami s přivedeným napětím, ale aby tyto mřížky měly zároveň co nejvyšší propustnost pro urychlované ionty.

Literatura

- [1] G. M. McCracken and P. E. Stott. *Fusion: The Energy of the Universe*. Complementary science series. Elsevier Academic Press, 2005.
- [2] I. Úlehla, M. Suk, and Z. Trka. *Atomy, jádra, částice*. Academia Praha, 1990.
- [3] Z. Janout, J. Kubašta, and S. Pospíšil. *Úlohy z jaderné a subjaderné fyziky*. Vydavatelství ČVUT, 1997.
- [4] C. R. Nave. *Nuclear Binding Energy*. URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/nucene/nucbin.html>, 2005.
- [5] S. Atzeni and J. Meyer ter Vehn. *The physics of inertial fusion: beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter*. Oxford University Press, 2004.
- [6] M. L. E. Oliphant, P. Harteck, and Lord Rutherford. *Transmutation Effects Observed with Heavy Hydrogen*. Proceedings of The Royal Society A, 144(853):692–703, 1934.
- [7] I. Štoll. *Elektrina a magnetismus*. Vydavatelství ČVUT, 1994.
- [8] R. L. Hirsch. *Inertial-Electrostatic Confinement of Ionized Fusion Gases*. Journal of Applied Physics, 38(11):4522–4534, 1967.
- [9] W. M. Nevins. *Can inertial electrostatic confinement work beyond the ion-ion collisional time scale?* Physics of Plasmas, 2(10):3804–3819, 1995.
- [10] K. Yoshikawa *et al.* *Current Status of IEC (Inertial Electrostatic Confinement) Fusion Neutron/Proton Source Study*. URL: <http://wwwsoc.nii.ac.jp/aesj/division/fusion/aesjfnt/Yoshikawa.pdf>, 2001.
- [11] M. Ohnishi *et al.* *Study on an inertial electrostatic confinement fusion as a portable neutron source*. Fusion Engineering and Design, 42(1-4):207 – 211, 1998.

-
- [12] J. F. Santarius. *Overview of University of Wisconsin Inertial-Electrostatic Confinement Fusion Research*. URL: <http://fti.neep.wisc.edu/tofeoprogram/oral/0-I-6.6.pdf>, 2004.
- [13] T. A. Thorson *et al.* *Convergence, electrostatic potential, and density measurements in a spherically convergent ion focus*. *Physics of Plasmas*, 4(1), 1996.
- [14] D. Krasnický. *Studium fokusace iontových svazků pro fúzní neutronový zdroj*. Bakalářská práce, FJFI ČVUT, 2007.
- [15] K. Noborio *et al.* *Confinement of ions in an inertial electrostatic confinement fusion (IECF) device and its influence on neutron production rate*. *Fusion Engineering and Design*, 81(8-14):1701 – 1705, 2006.
- [16] B. J. Egle. *Comparison of Spherical and Cylindrical Geometries in Inertial Electrostatic Confinement Devices*. URL: http://fti.neep.wisc.edu/presentations/egle_tofe06.pdf, 2006.
- [17] L. Vályi. *Atom and Ion Sources*. Akadémiai Kiadó, 1977.
- [18] W. L. Fite and R. T. Brackmann. *Collisions of Electrons with Hydrogen Atoms. II. Excitation of Lyman-Alpha Radiation*. *Phys. Rev.*, 112(4):1151–1156, 1958.
- [19] Ian G. Brown. *The Physics and Technology of Ion Sources*. Wiley, 2004.
- [20] P. Kulhánek. *Plazma*. URL: <http://www.aldebaran.cz/astrofyzika/plazma/basics.html>, 2011.
- [21] O. W. Richardson. *Thermionic Emission from Hot Bodies*. Wexford College Press, 2003.
- [22] C. J. Smithells, E. A. Brandes, and G. B. Brook. *Smithells Metals Reference Book*. Butterworth-Heinemann, BH, 1999.
- [23] D. Rapp and P. Englander-Golden. *Total Cross Sections for Ionization and Attachment in Gases by Electron Impact. I. Positive Ionization*. *Journal of Chemical Physics*, 43(5), 1965.

- [24] Jung-Sik Yoon *et al.* *Electron-impact cross sections for deuterated hydrogen and deuterium molecules*. Reports on Progress in Physics, 73(11), 2010.
- [25] C. R. Nave. *Mean Free Path*. URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/kinetic/menfre.html>, 2011.
- [26] D. Halliday, R. Resnick, and J. Walker. *Fyzika - část 2 - Mechanika - Termodynamika*. Nakladatelství VUTIUM a Prometheus, 2003.
- [27] S. S. Batsanov. *Van der Waals Radii of Hydrogen in Gas-Phase and Condensed Molecules*. Structural Chemistry, 10:395–400, 1999.
- [28] D. Halliday, R. Resnick, and J. Walker. *Fyzika - část 3 - Elektřina a magnetismus*. Nakladatelství VUTIUM a Prometheus, 2003.
- [29] Bel s.r.o. *Vodiče*. URL: <http://www.bel-shop.eu/detail122.html>, 2011.
- [30] R. Clarke. *Magnetic Properties of Materials*. URL: <http://info.ee.surrey.ac.uk/Workshop/advice/coils/mu/>, 2011.
- [31] J. Groszkowski. *Technika vysokého vakua*. SNTL - Nakladatelství technické literatury, 1981.
- [32] Oerlikon Leybold Vacuum. *Turbovac Operating Instructions*, 2007.
- [33] Bergoz Instrumentation. *Integrating Current Transformer*. URL: http://www.bergoz.com/index.php?option=com_content&view=article&id=29&Itemid=37, 2011.