

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Bakalářská práce

STUDIUM FOKUSACE IONTOVÝCH SVAZKŮ
PRO FÚZNÍ NEUTRONOVÝ ZDROJ

Daniel Krasnický

Vedoucí práce: RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.

Praha 2007

Abstrakt

Název práce:

Studium fokusace iontových svazků pro fúzní neutronový zdroj

Autor: Daniel Krasnický

Obor: Jaderné inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: RNDr. Vojtěch Petráček, CSc. Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: —————

Abstrakt: Tato práce je prvním krokem k přípravě neutronového zdroje produkujícího rychlé neutrony z jaderné fúze elektrostaticky urychlených deuteriových iontů. Práce obsahuje přehled používaných neutronových zdrojů, jakož i úvod do iontové optiky, který se nevztahuje jen ke konstrukci případného zdroje. Jsou popsány základní pojmy iontové optiky, a poté základní prvky iontové optiky (např. elektrostatické čočky, kvadrupólové a dipólové magnety). Způsob produkce neutronů ve zvoleném zdroji, v tzv. fúzoru, je popsán spolu s dalšími procesy, které ovlivňují produkci neutronů. Předpokládá se, že navrhované zařízení bude pracovat při tlaku $\leq 10\text{mPa}$, při němž dostředná fokusace iontů zvyšuje hustoty iontů v centrální oblasti, a tudíž zvyšuje četnost jaderných reakcí produkujících neutrony.

Klíčová slova: Iontová optika, zdroje neutronů, fúzor, inerciální elektrostatické udržení iontů.

Title:

Study of ion beam fousation for the fusion neutron source

Author: Daniel Krasnický

Abstract: This work is the first step towards the construction of a source of fast neutrons based on fusion reactions of electrostatically accelerated deuterium ions. A short summary of commonly used neutron sources is presented. An introduction of ion optics that does not apply only to the neutron sources is presented as well. Basic definitions of ion optics are described along with some basic ion optical elements (i.e. electrostatic lenses, quadrupole and dipole magnets). The principle of neutron production and the processes that affect the reaction rate, are described for the chosen source of neutrons (the so-called fusor). The proposed apparatus is expected to operate at pressures $\leq 10\text{mPa}$, at which fousation of ions increases the ion density in the central region and thus elevates the fusion reaction rate.

Key words: Ion optics, neutron sources, fusor, Inertial Electrostatic Confinement.

Obsah

1	Úvod	4
2	Základy jaderné fúze	5
3	Úvod do iontové optiky	7
3.1	Základní pojmy a principy iontové optiky	7
3.1.1	Transportní matice	7
3.1.2	Fázový prostor a Liouvilleův teorém	9
3.1.3	Emitance	12
3.2	Základní prvky iontové optiky	16
3.2.1	Elektrostatické čočky	16
3.2.2	Elektrický kvadrupól	17
3.2.3	Magnetický kvadrupól	19
3.2.4	Vychylovací (dipólové) magnety	21
4	Zdroje neutronů	24
4.1	Jaderné reaktory	24
4.2	Spalační zdroje neutronů	24
4.3	Ostatní zdroje neutronů	26
5	Fúzní neutronový zdroj - fúzor	29
5.1	Navrhovaný fúzor	30
5.2	Fokusace, procesy ve fúzoru a četnost produkce neutronů	31
5.2.1	Prostorový náboj ve fúzoru	31
5.2.2	Četnost produkce neutronů	32
5.3	Navrhovaná vakuová aparatura	33
5.4	Návrh kulového iontového zdroje pro fúzor se separovaným tlakem	33
5.4.1	Iontový zdroj	33
5.4.2	Urychlovací proces ve fúzoru s oddělených tlakem	35
6	Závěr	36

1 Úvod

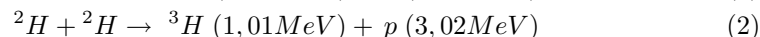
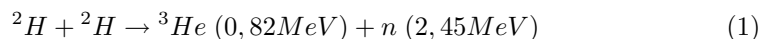
Cílem této práce je návrh fokusačních prvků neutronového zdroje pracujícího na principu přímého slučování deuteria. Záměrem je navrhnout zařízení, které by mohlo posloužit jako (třeba i slabý) zdroj neutronů pro školní, případně vědecké účely na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské Českého vysokého učení technického v Praze (dále FJFI). Nejedná se o návrh Tokamaku – zařízení, které by bylo zaměřeno na výrobu elektřiny. Naším cílem je vytvořit svazek urychlených deuterionů (D^+) a srážet jej s jiným (vstřícným) svazkem deuterionů. Zdroj neutronů je tedy urychlovač nabitých částic, které jadernou D-D reakcí vytvoří rychlé neutrony.

Při návrhu urychlovačů je zapotřebí seznámit se s různými fyzikálními disciplínami, které se v urychlovačové fyzice používají. Urychlovač (tedy i náš fúzní zdroj neutronů) musí mít iontový zdroj, vysoké vakuum, iontovou optiku pro fokusaci svazku částic, zdroj napětí (vysokého či vysokofrekvenčního), může také používat magnety k ohýbání svazku (nejen k fokusaci) apod. Jelikož je tato práce mým prvním vstupem do oblasti urychlovačů a iontových svazků, nedá se předpokládat, že bude obsahovat celý komplexní návrh neutronového zdroje.

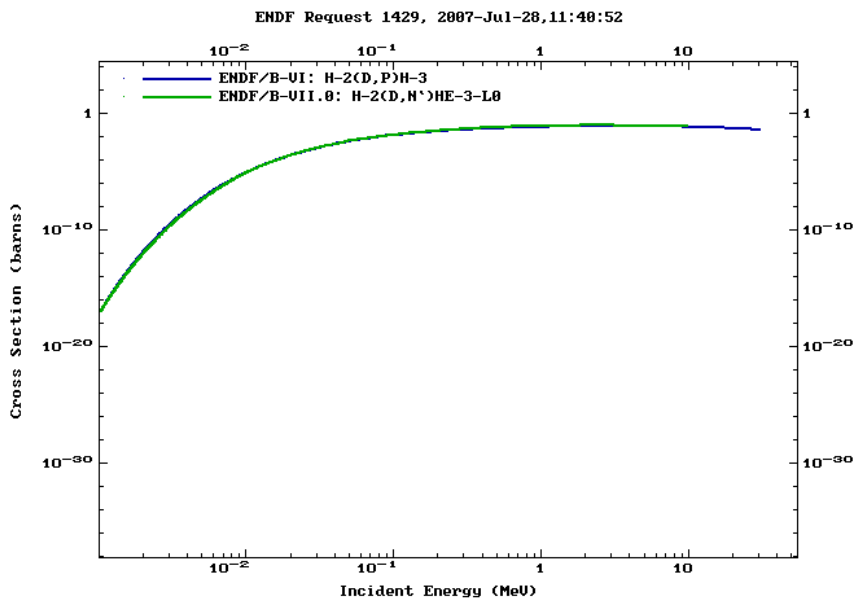
Tato práce se dá rozdělit na dvě hlavní části. V první části je pro přehlednost podán širší výklad iontové optiky, nikoli pouze její části vztahující se ke konstrukci neutronového zdroje. Rád bych, aby tato část mohla posloužit případným zájemcům – začátečníkům v tomto oboru – k získání počátečního rozhledu. Po úvodu do iontové optiky následuje stručný přehled používaných neutronových zdrojů. Druhá část této práce (tj. kapitola 5) je poněkud praktičtější a konkrétnější. Je v ní obsažen schématický návrh námi plánovaného fúzního zdroje a jeho další možné varianty. Tato část popisuje konkrétní jevy, které ovlivňují funkci těchto zařízení. Rozsah této práce (ani mé dosavadní znalosti) mi nedovolují jít do větších detailů u všech disciplín urychlovačové techniky potřebné ke konstrukci případného zdroje. Proto v této práci čtenář nenajde popis konstrukcí magnetů či magnetických obvodů, ani detailnější popis radiofrekvenčních či vysokonapěťových obvodů.

2 Základy jaderné fúze

Jaderné slučovací (fúzní) reakce se používají k produkci rychlých neutronů, a k případnému využití v termonukleární energetice. Základní (a nejjednodušší) fúzní reakcí je sloučení dvou těžkých vodíků. Tato reakce má dva stejně pravděpodobné kanály reakce:

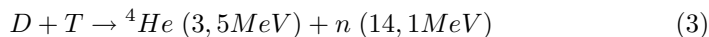


Tyto reakce (1) a (2) se označují jako D-D reakce (těžký vodík – deuterium – se většinou značí značkou D). Na obr. 1 je zobrazena závislost účinného průřezu D-D reakce na energii nalétávajícího deuteronu¹. Maximálního účinného průřezu je u těchto dvou reakcí dosaženo při cca 2 MeV, přičemž (D,n) reakce je s maximálním účinným průřezem $\sigma_n = 0,1\text{b}$ mírně pravděpodobnější než (D,p) reakce s $\sigma_p = 0,09\text{b}$.



Obrázek 1: Závislost účinných průřezů obou kanálů D-D reakcí na energii nalétávajícího deuteronu

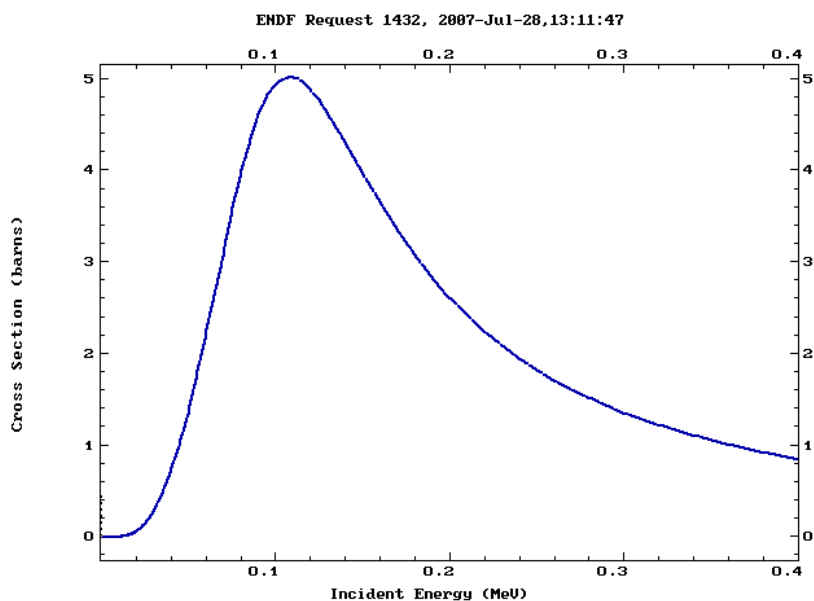
Další velmi populární reakcí, u které se předpokládá použití v termonukleárních reaktorech, je reakce deuteronu s triciem ($T \equiv {}^3\text{H}$):



Při této reakci se uvolní ještě větší množství energie. Zajímá-li nás, kolik energie si jednotlivé produkty této reakce odnesou, řešíme (stejně jako v případě D-D reakce) dvoučásticovou úlohu, ze které vyplývá, že lehčí částice odnese většinu energie reakce. Při D-T reakci tedy neutron získá většinu ($E_k = 14,1\text{MeV}$) z

¹data na obr. 1 a obr. 2 jsou z [2].

energie reakce. Proč se jeví tato reakce jako slibnější pro energetické využití (či obecně pro tvorbu neutronů), je jasné z následujícího obr. 2. Maximální účinný průřez pro D-T reakci je dosažen již při energii nalétávajícího deuteronu $E_D = 110\text{keV}$, navíc je toto maximum rovno $\sigma_{max} = 5\text{b}$. Při energii 110keV je účinný průřez u D-D reakce přibližně o dva řády nižší než u D-T reakce.



Obrázek 2: Závislost účinného průřezu pro D-T reakci na energii nalétávajícího deuteronu

Případné využití jaderné fúze pro energetické účely nicméně skýtá mnohá úskalí. Abychom mohli získat přebytek energie ze slučovacích reaktorů, je zapotřebí vytvořit dostatečně husté a zároveň horké Maxwellovské plazma. Toto samozřejmě představuje veliký problém, jelikož ionizovaný plyn s kinetickou energií 100keV má teplotu $7,7 \cdot 10^8\text{K}$. Udržení takto horkého plazmatu je hnací silou vývoje fyziky plazmatu posledních 50 let. Jsou tu ale i další problémy. Většinu energie z D-D nebo D-T reakcí si totiž odnáší neutrony (případně proton z D-D reakce). Neutron je lehký a téměř neinteragující s látkou, proto je velmi těžké ho termalizovat – účinnost převodu kinetické energie neutronu na teplo se uvádí kolem 40% (viz. [1]). Další je problém paliva, jelikož tritium se přirozeně v přírodě nenachází (tritium má poločas rozpadu $T_{1/2} = 12,3\text{let}$).

Ačkoliv je budoucnost jaderných slučovacích reakcí jakožto zdroje energie zatím nejistá, můžeme tyto reakce alespoň použít jako zdroj rychlých neutronů. V našem případě předpokládáme použití D-D reakce k tvorbě rychlých neutronů. Účinný průřez pro D-D srážku je relativně velký při energiích 50-100 keV, a proto v případě vstřícných svazků zamýšlíme mít konečné energie deuteriových iontů (D^+) z našeho zdroje do 50keV, abychom mohli případně využít srážku dvou proti sobě letících iontů a získat tak ekvivalent terčové srážky při 100keV.

3 Úvod do iontové optiky

Iontová optika popisuje chování svazků nabitých částic a zabývá se manipulací s nimi. V této kapitole je popsán úvod do problematiky iontových svazků. První část 3.1 se věnuje základním pojmům a principům, ve druhé části 3.2 jsou uvedeny některé základní prvky iontové optiky, jako například kvadrupólový magnet používaný k fokusaci svazku nebo dipólový magnet používaný k ohýbání svazku.

3.1 Základní pojmy a principy iontové optiky

Tok nabitých částic nazýváme **svazkem**, jestliže se nabité částice pohybují v přibližně stejném směru a mají malý rozptyl kinetických energií. Převažuje tedy složka rychlosti v jednom směru nad ostatními složkami. Tím se liší svazek od plazmatu, ve kterém dochází k neuspořádanému pohybu částic různých energií.

Hodnoty proudů svazků nabitých částic se pohybují od 10^{-9} A do jednotek Ampér (nicméně jsou i některé speciální pulsní zdroje, které mají proudy až 10^6 A). Z jednoduché úvahy vyplývá, že proudy částic jsou v řádech 10^{10} č/s a větší. Je zřejmé, že při výpočtech pohybu částic ve svazku nelze aplikovat pohybové rovnice (odvozené pomocí Lorentzovy síly a Maxwellových rovnic) na každou individuální částici. Přistupuje se proto ke kolektivním zjednodušením tak, aby byly úlohy transportu a formování svazku řešitelné. Pokud nebude řečeno jinak, budeme v textu používat zjednodušený tzv. jednočásticový popis svazku, kdy zanedbáváme vlivy ostatních částic ve svazku a používáme tzv. **lineární** (nebo také první) **přiblížení**. V lineárním přiblížení se aproximují pole jednotlivých iontově-optických prvků pomocí prvních (lineárních) členů mocninného rozvoje. Síly působící na částice ve svazku jsou pak nejvýše lineární. Proměnné, kterými popisujeme dráhy jednotlivých částic, se tím pádem mění taktéž lineárně. V tomto přiblížení platí předpoklad tzv. **paraxiálnosti** svazku, kdy dráhy částic jsou téměř rovnoběžné s osou svazku. Je-li svazek paraxiální, musí odchylky drah částic od osy svazku z splňovat podmínku

$$x'^2 + y'^2 \ll 1.$$

První přiblížení popisuje velmi dobře velkou část iontově optických prvků, například dipólové či kvadrupólové magnety, kde je síla kolmá na svazek buď konstatní (dipól) nebo lineární (kvadrupól).

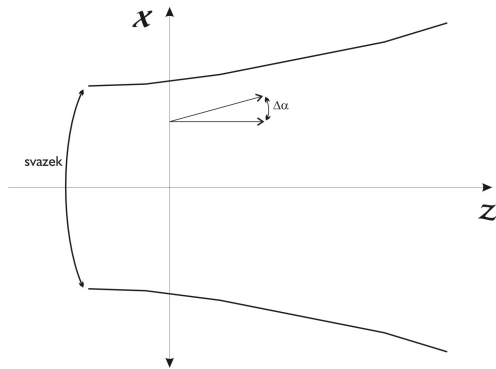
3.1.1 Transportní matice

Většinou si znázorňujeme svazek v řezech podél osy svazku, sledujeme svazek v jednom příčném rozměru (např. x) vůči ose svazku (zpravidla označované z). V iontové optice se z praktických důvodů obvykle sledují hlavně dva parametry, a to šířka svazku (či obecně poloha částice ve svazku) x a rozptyl v daném bodě x' , pro který platí

$$x' = p_x/p_z = dx/dz. \quad (4)$$

V případě, že se jedná o paraxiální svazky, se může rozptyl x' označovat jako úhlová apertura, jelikož pak platí

$$x' = dx/dz = \operatorname{tg}(\alpha) \approx \alpha$$



Obrázek 3: svazek a jeho rozbíhavost x'

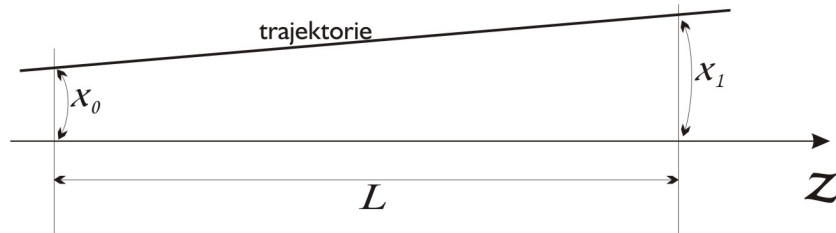
Zajímá nás, jak se budou tyto parametry měnit při průletu iontově optickým prvkem. K tomu si zavedeme počáteční resp. koncové vektory $[x_0, x'_0]$ resp. $[x_1, x'_1]$. V lineárním přiblížení musí platit

$$x_1 = a_{11}x_0 + a_{12}x'_0 \quad \wedge \quad x'_1 = a_{21}x_0 + a_{22}x'_0$$

Kde čísla a_{ij} jsou určena z konkrétního vyjádření sil působících při průletu daným I-O² prvkem. Pro kratší zápis se používají **transportní matice**, které jsou tvořeny čísly a_{ij} , tedy

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_0 \\ x'_0 \end{bmatrix}$$

Výhoda transportních matic je, že máme-li I-O systém složený z několika prvků, můžeme vlastnost tohoto systému shrnout do jedné matice. Tato matice je tvořena součinem transportních matic všech prvků použitých v I-O systému.



Obrázek 4: Průletový prostor

Jako příklad si uvedeme **transportní matici průletového prostoru**³ znázorněného na obr. 4. Jedná se o nejjednodušší případ, jelikož na částice v úseku L nepůsobí žádná síla. Transportní matice M_D má pak tvar

$$M_D = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

²Slovní spojení iontově-optický (či příbuzné tvary) bude dále v textu většinou uváděno zkratkou I-O.

³angl. "Drift space"

V případě, kdy nejsou pohyby částic v kolmých směrech nezávislé, pracujeme s transportními maticemi typu 4×4 , v nichž jsou zastoupeny navzájem provázané veličiny x , x' , y a y' . Je třeba dodat, že v případě aproximace svazku ve vyšších řádech (než lineárních) se transportní matice I-O prvků stávají složitějšími, a nejedná se již o matice řádu 2×2 . Pro výpočet těchto složitějších (ne-lineárních) úloh se používají k tomu speciálně vyvinuté počítačové programy.

3.1.2 Fázový prostor a Liouvilleův teorém[†]

Svazek částic se může zobrazit pomocí trajektorií několika reprezentativních částic, tak jak je to na obr. 3 či 4. V případě, že se trajektorie částic ve svazku různě protínají, jsou takovéto obrázky nepoužitelné. Pohyby částic ve svazku se pak jeví relativně nesourodé a složité se sleduje chování celého svazku v čase (či v podél jeho osy). K lepšímu pochopení vývoje svazku a k nalezení veličin, které se během transportu svazku zachovávají, se proto používá **fázový prostor** známý z **Hamiltonova formalismu** klasické mechaniky.

Máme-li svazek stejných a neinteragujících částic, závisí hamiltonián částice na třech zobecněných souřadnicích a třech sdružených hybnostech (a čase) tj. $H = H(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3, t)$. Pohyb každé částice je dán Hamiltonovými pohybovými rovnicemi

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i} \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (5)$$

Každá částice v daném čase zaujímá bod ve **fázovém prostoru**. Jedná se o 6-ti dimenzionální prostor zobecněných souřadnic a hybností

$$\Gamma_6 = (q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3),$$

který nám v daném čase popisuje stav celého systému částic. V každém bodě si definujeme funkci hustoty fázového prostoru

$$f_6(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) = f_6(q_1, q_2, q_3, p_1, p_2, p_3, t), \quad (6)$$

která nám tak určuje počet částic dN v elementárním objemu fázového prostoru $dV_6 = dq_1 dq_2 dq_3 dp_1 dp_2 dp_3$ v okolí bodu (\mathbf{q}, \mathbf{p})

$$dN = f_6(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)dV_6$$

Jsou-li složky hybností v jednotlivých směrech nezávislé, lze hamiltonián rozepsat na součet tři nezávislých hamiltoniánů a sestrojít tři nezávislé páry Hamiltonových rovnic

$$H(\mathbf{p}, \mathbf{q}, t) = H_1(p_1, q_1, t) + H_2(p_2, q_2, t) + H_3(p_3, q_3, t) \quad (7)$$

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H_i}{\partial p_i} \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H_i}{\partial q_i} \quad (8)$$

To nám umožňuje rozepsat fázový 6-ti dimenzionální objem Γ_6 na tři fázové plochy $\Gamma_2^i = (q_i, p_i)$. Tyto fázové plochy (diagramy) se snadno zobrazují a do třetího rozměru je možné zakreslit i hustotu bodů (6) v daném řezu.

Zajímá-li nás, jak se mění fázový objem svazku nabitých částic, použijeme **Liouvilleův teorém**, který tvrdí, že *v Hamiltonovských systémech se objem*

[†]volně převzato z [4] str.164

V_6 fázového prostoru, který zaujímá soubor nezávislých neinteragujících částic, zachovává.

Liouvilleův teorém nám tedy říká, že body, kterými jsou částice (které se pohybují podle rovnic (5) nebo (8)) ve fázovém prostoru reprezentovány, se chovají jako ideální nestlačitelná kapalina. Liouvilleův teorém vyplývá z rovnice kontinuity fázových bodů, je tedy možné jej definovat jako podmínku, že ve fázovém objemu se nevyskytují zřídla či odtoky. To můžeme zapsat jako nulovou časovou změnu hustoty bodů (6) ve fázovém prostoru

$$\frac{df}{dt} = 0. \quad (9)$$

Podmínku (9) lze přepsat na rovnici kontinuity pro body ve fázovém prostoru⁴

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_1^3 \left(\frac{\partial f}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial f}{\partial p_i} \dot{p}_i \right) = 0. \quad (10)$$

Liouvilleův teorém se dá použít v případě Hamiltonovského systému, tedy v případě konzervativních sil, které jsou odvozeny od potenciálů tvaru $\phi(\mathbf{q}, t)$ a které z definice nesmí záviset na hybnosti \mathbf{p} . Systém tvořený makroskopickými elektromagnetickými poli, které se na iontové svazky nejčastěji aplikují, je hamiltonovský, jestliže jsou splněny tyto čtyři podmínky ([4] str.168):

1. Vlnově-mechanické jevy mohou být zanedbány.
2. Elektromagnetické vyzařování nabitých částic může být zanedbáno.
3. Nedochází ke srážkám mezi částicemi.
4. Nedochází k interakcím na výrazně delších (než mezičásticových) vzdálenostech, které by závisely na rychlosti částic (jako jsou např. interakce způsobené prostorovým nábojem svazku).

Liouvilleův teorém se dá za určitých podmínek zobecnit i na případ, kdy dochází ke Coulombickým interakcím mezi nabitými částicemi ve svazku (tedy dochází k odpuzování vlivem prostorového náboje)⁵. Pro aplikaci Liouvilleova teorému musí být svazek dostatečně hustý tak, aby platila podmínka

$$\lambda_D \gg n^{-1/3}, \quad (11)$$

kde λ_D je Debeyova délka (známá z fyziky plazmatu) a n je hustota částic (v reálném prostoru).

Při aplikaci Hamiltonova formalismu na svazky nabitých částic si zavedeme kartézskou souřadnou osu x, y, z , kde souřadnice z udává posun ve směru osy svazku a x, y jsou příčné polohy vůči této ose. Osa svazku z nemusí být přímka (může být křivočará). Předpokládáme-li, že na totožné neinteragující částice svazku působíme elektromagnetickými silami a že nedochází k radiačním jevům, můžeme fázový prostor popsat souřadnicemi x, y, z resp. kanonickými hybnostmi p_x, p_y, p_z (ty tak odpovídají zob. souřadnicím q_i resp. hybnostem p_i). Kde pro zobecněnou hybnost \mathbf{p} v elektromagnetickém poli platí

$$\mathbf{p} = m \mathbf{v} + q \mathbf{A}, \quad (12)$$

⁴v angl. také označována jako "collisionless Boltzmann equation"

⁵viz. [4] str.170

kde A je magnetický vektorový potenciál.

Většinou jsou příčné hybnosti p_x a p_y nezávislé a můžeme aplikovat Liouvilleův teorém na jednotlivé fázové plochy Γ_2^x a Γ_2^y . Nicméně musíme ještě dodržet dvě podmínky, které jsou nutné i pro platnost formalismu transportních matic diskutovaných v minulé sekci 3.1.1. První podmínka je dodržení paraxiálnosti svazku (tj. že trajektorie částic se příliš neodchylují od osy svazku, tak aby rovnice příčného pohybu zůstaly lineární a zároveň aby nebyla ovlivněna axiální složka hybnosti p_z). Druhá podmínka je, aby byl počáteční rozptyl axiálních rychlostí částic ve svazku natolik malý, aby se jednotlivé trajektorie ve svazku neprotínaly (laminární svazek). Tyto podmínky platí pro většinu iontových svazků s nižšími proudy, ale neplatí v extrakčních oblastech iontových zdrojů, či u vysoce intenzivních svazků, kde se výrazně uplatňují síly způsobené prostorovým nábojem svazku.

V iontové optice se většinou místo fázových diagramů souřadnic x a hybností p_x používá spíše diagram souřadnic x a x' . Tyto souřadnice tvoří podprostor (plochu) tzv. **dráhového prostoru**⁶, který je tvořen body (x, y, x', y') . Liouvilleův teorém ale neplatí pro plochy (x, x') resp. (y, y') . Nicméně víme, že platí pro fázové plochy (x, p_x) resp. (y, p_y) . Z definice zobecněné hybnosti (12) a z definice (4) plyne

$$p_x = mv_x + qA_x = p_z x' + qA_x = m_0 c \beta \gamma x' + qA_x, \quad (13)$$

kde β a γ jsou relativistické faktory

$$\beta = \frac{v_z}{c} \quad \text{a} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} .$$

Aby mohl platit Liouvilleův teorém i v dráhovém prostoru, musí být magnetické potenciály $A_x = A_y = 0$ m, a také hybnost p_z musí být pro všechny částice podél dráhy svazku stejná. Z toho vyplývá, že pokud nedochází k urychlení svazku (tj. změně p_z), zachovává se objem dráhového prostoru, který si označíme V_4^T . V případě, že se mění p_z , se již nezachovává V_4^T , ale zachovává se (obecnější) objem fázového prostoru $V_4 = (x, y, p_x, p_y)$, který je s dráhovým prostorem provázán přes hybnost p_z (při $A_x = A_y = 0$), tj.

$$V_4 = (m_0 c \beta \gamma)^2 V_4^T, \quad (14)$$

Pokud jsou příčné pohyby částic ve svazku nezávislé, můžeme objem (14) rozepsat na dvě plochy, pro které stále platí Liouvilleův teorém. Mezi plochou ve fázovém prostoru $A_2 = (x, p_x)$ a plochou v dráhovém prostoru $A_2^T = (x, x')$ tedy platí vztah

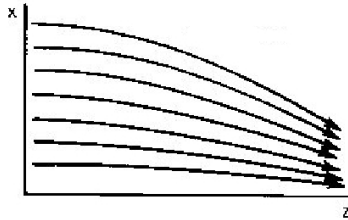
$$A_2 = m_0 c \beta \gamma A_2^T \quad (15)$$

V této sekci jsme zavedli fázový a dráhový prostor, které se používají při popisu svazků, a na objem ve fázovém prostoru jsme aplikovali Liouvilleův teorém (9). Proč jsme tak učinili, bude jasné v následující sekci při popisu veličiny emitance.

⁶V mnohé literatuře se dráhový prostor (angl. "Trace space") ani nezavádí a označuje se jako fázový, nicméně je důležité si uvědomit, že souřadnice x a x' ale obecně nejsou kanonicky sdružené (narozdíl od souřadnic x a p_x), z čehož plynou dodatečné podmínky chceme-li aplikovat Liouvilleův teorém.

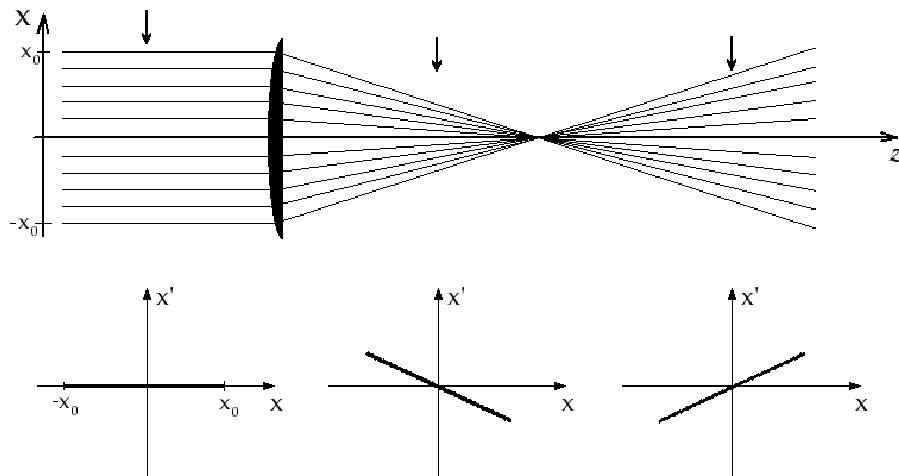
3.1.3 Emitance

Předpokládejme ideální, tzv. **laminární**, svazek, v němž mají částice ve stejném bodě stejnou příčnou rychlost a velikost příčné rychlosti částic ve svazku závisí lineárně na vzdálenosti od osy svazku. Z daných podmínek vyplývá, že se dráhy částic u laminárního svazku (až na body singularity - fokální body) neprotínají. Takovýto svazek je znázorněn na obr. 5 a 6.



Obrázek 5: Ukázka laminárního svazku

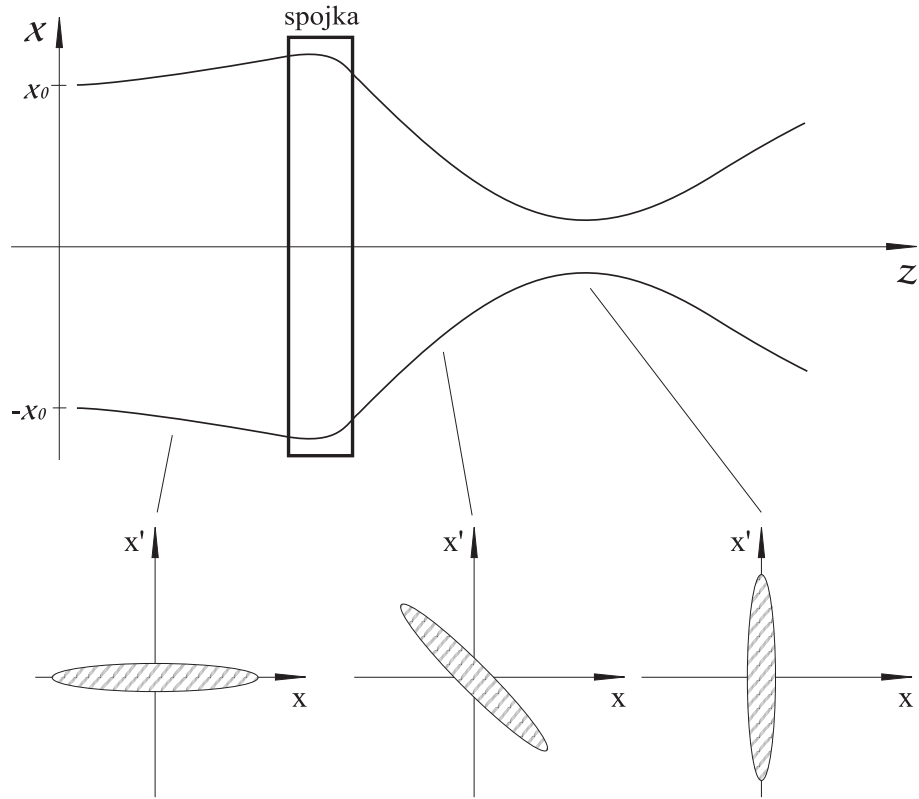
Na obr. 6 je znázorněn laminární (rovnoběžný) svazek při průletu čočkou (spojkou), ve spodní části jsou pro dané body (v místech šipek) znázorněny diagramy v dráhovém prostoru $A_2^T = (x, x')$. Jak je vidět, laminární svazek má v dráhovém prostoru nulový objem (resp. plochu).



Obrázek 6: Průlet rovnoběžného (laminárního) svazku čočkou (spojkou)

Laminární svazek je idealizace, která se používá v klasické lineární optice, kde se pracuje s paprsky. Uvažujme nelaminární svazek na obr. 7, který prolétá lineární čočkou. Na rozdíl od laminárního svazku není tento (realisticky vypadající) svazek možné fokusovat do jednoho bodu. Ve spodní části obr. 7 jsou vykresleny diagramy v dráhovém prostoru. Částice v tomto svazku mohou mít ve stejném bodě různé hodnoty příčné rychlosti (tedy různé odchylky x').

Většinou chceme svazek nabitých částic co nejlépe fokusovat. Fokusace je například důležitá pro co nejlepší rozlišení u elektronových mikroskopů, či pro maximalizaci hustoty v terčíkových oblastech urychlovačů se vstřícnými svazky.



Obrázek 7: ukázka průletu nelaminárního svazku lineární čočkou (spojkou)

Pro mnohé aplikace je úkolem iontové optiky připravit pokud možno co nejideálnější svazek (nejvíce se blížíci laminárnímu). Míru ideálnosti svazku nám udává tzv. emitance. **Emitance** je definovaná pomocí plochy (A_2^T) v dráhovém prostoru

$$\epsilon^x = \frac{A_2^T}{\pi} = \frac{1}{\pi} \int \int dx dx' . \quad (16)$$

Jako jednotka se nejčastěji používá (π m rad), kde hodnota π symbolizuje, že byla plocha A_2^T dělena tímto faktorem. Výskyt π v definici emitance souvisí s tím, že realistický svazek má ve fázovém (potažmo i dráhovém) prostoru většinou tvar elipsy.

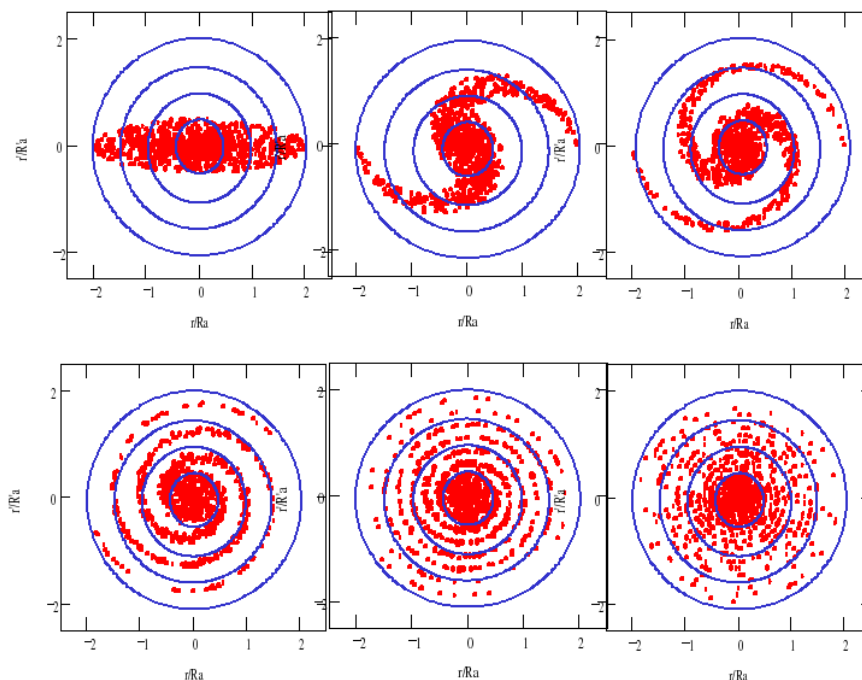
Při urychlování svazku se příčná hybnost p_x nemění, ale axiální hybnost p_z se zvyšuje, tedy podle (4) se emitance při urychlení snižuje. Abychom mohli porovnávat emitanci v různých částech zařízení i při urychlování svazku, zavádí se tzv. **normalizovaná emitance**

$$\epsilon_n^x = \frac{A_2}{\pi m_0 c} = \frac{p_z A_2^T}{\pi m_0 c} = \gamma \beta \epsilon^x . \quad (17)$$

Jedná se o emitanci ve fázovém prostoru normovanou na klidovou hmotnost částic. Použijeme-li znalosti ze sekce 3.1.2, je jasné, proč je normalizovaná emitance definovaná právě takto. Jedná se totiž v ideálním případě (pokud platí

Liouvilleův teorém) o zachovávající veličinu. Podél dráhy svazku by měla zůstat normalizovaná emitance ϵ_n^x konstantní.

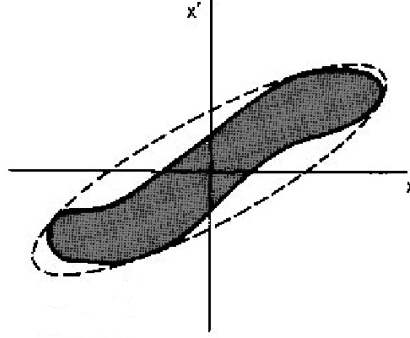
V reálných iontově-optických soustavách dochází vlivem nepřesností v konstrukci a vlivem nelineárních jevů k růstu normalizované emitance (a tedy i k růstu ϵ^x), většinou se tak děje při procesu zvaném **filamentace**. Ukázka filamentace, při níž dochází k rozštěpení svazku na malé svazečky, je na obr. 8. Nejprve



Obrázek 8: Filamentace, postupné rozpadání svazku ve fázovém prostoru (převzato z prezentace N. Pichoffa [8])

se elipsa ve fázovém prostoru vlivem nelinearit fokusačních prvků zkroutí, po průletu dalšími I-O prvky se nakonec svazek ve fázovém prostoru rozdělí na malé svazečky. I kdyby platil Liouvilleův teorém a objem malých svazečků by byl v součtu stejný jako u původního kompaktního svazku, celkové rozměry svazku jsou ve fázovém prostoru větší. Proto pro aplikaci v iontové optice má větší význam, když se definuje emitance (resp. normalizovaná emitance) jako efektivní objem, který svazek v dráhovém (resp. fázovém) prostoru zaujímá (dělený faktorem π). Tento rozdíl mezi objemem a efektivním objemem je znázorněn na obr. 9. Pokud bychom pak chtěli vědět, jaká jsou např. omezení pro velikost fokálního bodu, použijeme takto upravenou definici emitance.

Zatím jsem předpokládal, že složky hybností v jednotlivých směrech jsou nezávislé (což často platí), proto jsem zaměňoval pojmy “fázový objem” a “fázová plocha”. V případě, že jsou příčné složky hybností provázané, musíme pracovat s emitancí, která zahrne oba příčné směry v jednu veličinu (obdobně jako u transportních matic na konci sekce 3.1.1). Pro tyto účely se zavádí tzv.



Obrázek 9: Efektivní (čárkovaně) a opravdová plocha svazku ve fázovém prostoru (převzato z [3])

hyperemitance, definovaná

$$\epsilon_4 = \frac{V_4^T}{\pi^2}, \quad (18)$$

kde V_4^T je objem v dráhovém prostoru. Jednotka hyperemitance je $(\pi^2 m^2 rad^2)$. Obdobně jako normalizovaná emitance (17) se také zavádí **normalizovaná hyperemitance**

$$\epsilon_{4n} = \frac{V_4}{\pi^2 (m_0 c)^2} = \beta^2 \gamma^2 \epsilon_4. \quad (19)$$

V ideálním případě se tedy podle Liouvilleova teoremu normalizovaná hyperemitance podél dráhy svazku (i v případě urychlování svazku) nemění. Máme-li pohyb v příčných směrech nezávislý, můžeme si vyjádřit hyperemitanci pomocí součinu emitancí v příčných směrech

$$\epsilon_4 = \epsilon^x \epsilon^y.$$

Emitance udává rozměrové vlastnosti svazku a používá se například v úlohách beztrátového transportu částic iontově-optickým systémem. Z měření emitance se v praxi určují nedokonalosti daných urychlovacích zařízení (či iontových zdrojů). Hlavním úkolem při konstrukci takových zařízení je tedy minimalizace růstu normalizované emitance. Ze zachování emitance navíc plyne fakt, že buďto můžeme mít svazek široký s malým rozptylem, nebo tentýž svazek sice fokusovat do malého prostoru, ale pak musíme počítat s tím, že bude v tomto bodě velice rozblhávý. Jak moc bude tento svazek rovnoběžný či divergentní v ohnisku nám určuje emitance, která je dána vlastnostmi iontového zdroje, či předchozích I-O prvků.

V iontové optice se také zavádí veličina, která udává, jak je který zdroj (či svazek) výkonný. Tato veličina se nazývá **jas** a je definovaná jako střední hustota bodů v dráhovém prostoru na jednotku času $\bar{\rho}_4$, tedy

$$B = \bar{\rho}_4 = \frac{I}{V_4^T} = \frac{I}{\pi^2 \epsilon_4}, \quad (20)$$

kde I je celkový proud. Jas tedy udává intezitu svazku nabitých částic, jednotkou jasu je $(A rad^{-2} m^{-2})$. Obdobně jako u emitance se definuje také

normalizovaný jas

$$B_n = \frac{Im_0^2 c^2}{V_4} = \frac{B}{\beta^2 \gamma^2},$$

který se podél dráhy svazku zachovává a udává se ve stejných jednotkách ($A \text{rad}^{-2} \text{m}^{-2}$).

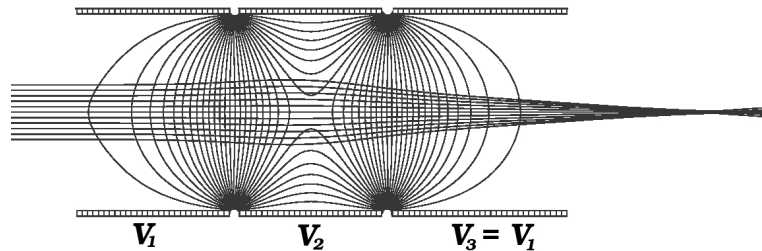
3.2 Základní prvky iontové optiky

V této části uvedu jen úzký výběr několika iontově-optických prvků. V podstatě každý magnet, či cívka se dá považovat za iontově optický prvek, proto se pokusím popsat ty nejpoužívanější I-O elementy. Čerpal jsem hlavně z přednášek pana prof. Krále [9] a z knih [5], [6], které doporučuji pro detailnější popis a větší spektrum I-O prvků.

3.2.1 Elektrostatické čočky

Jako elektrostatické čočky se většinou označují unipotenciálové, víceelektrodové a imerzní čočky. Existují ještě elektrostatické čočky, které se z historických i praktických důvodů označují jako elektrostatická prizmata. Ty se používají k vychylování svazku, či jako energetické separátory/analyzátoři a jsou detailně popsány např. v [6] str. 163.

Unipotenciálová čočka⁷ je složená ze tří válců. Průřez touto čočkou a ukázková trajektorie nabitě částice je na obr. 10. První a třetí elektroda jsou na



Obrázek 10: Unipotenciálová čočka

stejném potenciálu V_1 , prostřední elektroda má vyšší potenciál V_2 . Tato čočka tedy nezrychluje ani nezpomaluje, jelikož jsou potenciály V_1 a V_3 stejné. K fokusaci dochází díky tvaru pole v mezerách a díky tomu, že zpomalená částice (na vrcholu) je při výletu z čočky vychýlena více do středu, než byla odchýlena od středu při příletu do čočky (jelikož tam pobyla kratší dobu). Změnou napětí na střední elektrodě se mění ohnisková vzdálenost čočky. Konkrétní a detailní optické vlastnosti unipotenciálových čoček jsou v [5] str. 270.

Imerzní čočky jsou většinou dvouelektrodové s různým potenciálem. Jedná se tedy o čočky, které zároveň zrychlují či zpomalují svazek, a přitom podobným způsobem jako unipotenciálová čočka fokusují. Imerzní čočky se vždy chovají jako spojky. Jedinou výjimkou je imerzní čočka se sítkou, která se může chovat jako rozptylka. Konkrétní vlastnosti imerzních čoček lze nalézt v [5] str.293.

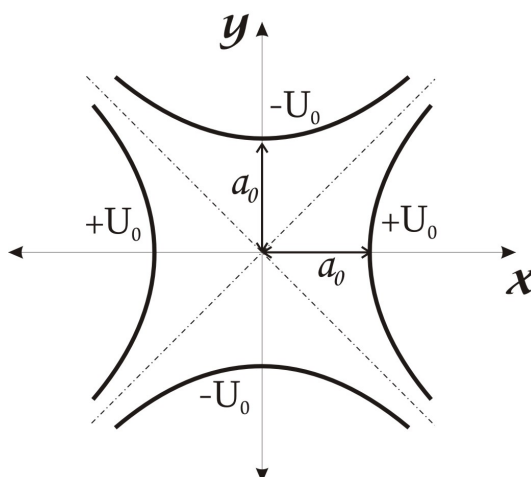
⁷v angl. "single lens" nebo také "einzel lens"

Víceelektrodová čočka je obecný název pro různou kombinaci počtu elektrod a potenciálů. Touto čočkou je možno měnit více charakteristik, tj. nejen polohu ohniska svazku, ale také jeho energii. Například unipotenciálová čočka je víceelektrodová čočka. Kdybychom zvolili potenciál V_3 v obr. 10 jiný než V_1 , vznikla by víceelektrodová čočka, kterou by se měnila nejen poloha ohniska, ale také energie svazku.

3.2.2 Elektrický kvadrupól

Čočky, které jsme popsali v sekci 3.2.1 byly tzv. čočky **slabé fokusace**. U takových čoček je hlavní složka elektrického pole (či obecně síly působící na částice) souosa se svazkem a k fokusaci dochází jako k “vedlejšímu jevu”. Zde a v sekci 3.2.3 si ukážeme nejpoužívanější čočky **silné fokusace**, tedy čočky, v nichž je hlavní složka elektrického pole (či síly u magnetů) kolmá na osu svazku.

Ideální elektrický kvadrupól se skládá ze dvou protilehlých hyperbolických válců s opačnou polaritou. Schéma elektrického kvadrupólu je na obr. 11.



Obrázek 11: Schéma elektrického kvadrupólu

Nyní spočítáme transportní matici elektrického kvadrupólu. Ekvipotenciály jsou v tomto uspořádání hyperboly, tedy platí

$$x^2 - y^2 = \text{konst} = c \cdot U \quad (21)$$

$$\mathbf{E} = -\vec{\nabla}U = \left(-\frac{2}{c}x, \frac{2}{c}y, 0\right), \quad (22)$$

kde c je konstanta. Sestrojíme Newtonovy pohybové rovnice, zajímá nás pohyb částic v rovinách x a y . Tedy

$$m\ddot{x} = qE_x \quad m\ddot{y} = qE_y \quad (23)$$

$$\ddot{x} + \underbrace{\frac{2q}{cm}}_{\kappa^2} x = 0 \quad \ddot{y} - \frac{2q}{cm} y = 0 \quad (24)$$

$$x = A_x \sin(\kappa t + \delta_x) \quad y = A_y \sinh(\kappa t + \delta_y) \quad (25)$$

Jak je vidět z rovnic (25), v rovině x dochází k fokusaci a v rovině y k defokusaci (kvůli hyperbolickému sinu). Předpokládáme, že je svazek paraxiální, tedy platí $v_x, v_y \ll v_z$ a můžeme tak předpokládat $v_z \doteq v$ (v je rychlost svazku) a čas si tak můžeme vyjádřit pomocí rychlosti a souřadnice z . Tedy⁸

$$z = v_z t \doteq vt \quad \Rightarrow \quad t = z/v$$

Nyní určíme okrajové podmínky a všechny potřebné konstanty. Pro bod $(x, y) = (a_0, 0)$ (viz. obr. 11) platí $U = U_0$ tedy $c = a_0^2/U_0$. Použijeme-li navíc nerelativistický výraz pro kinetickou energii E_k , můžeme vyjádřit výraz κt z rovnic (25) takto:

$$\kappa t = \sqrt{\frac{2q}{cm}} t = \sqrt{\frac{qU_0}{\frac{1}{2}mv^2} \frac{z}{a_0}} = \sqrt{\frac{qU_0}{E_k} \frac{z}{a_0}}$$

Na vstupu do kvadrupólu (délky L) máme počáteční podmínky

$$z = 0 \quad x = x_0 \quad x' = dx/dz = x'_0 \quad y = y_0 \quad y' = y'_0$$

Tedy musí podle (25) platit⁹

$$x = A_x \sin\left(\sqrt{\frac{qU_0}{E_k} \frac{z}{a_0}} + \delta_x\right) \quad x' = A_x \sqrt{\frac{qU_0}{a_0^2 E_k}} \cos\left(\sqrt{\frac{qU_0}{E_k} \frac{z}{a_0}} + \delta_x\right) \quad (26)$$

Na vstupu do kvadrupólu tedy musí platit

$$x_0 = A_x \sin(\delta_x) \quad x'_0 = A_x \sqrt{\frac{qU_0}{a_0^2 E_k}} \cos(\delta_x) \quad (27)$$

Na výstupu pro $z = L$ musí podle (26) platit (při použití součtových vzorců sinu a kosinu)

$$x_1 = A_x \left[\sin\left(\sqrt{\frac{qU_0}{E_k} \frac{L}{a_0}}\right) \cos(\delta_x) + \sin(\delta_x) \cos\left(\sqrt{\frac{qU_0}{E_k} \frac{L}{a_0}}\right) \right] \quad (28)$$

$$x'_1 = A_x \sqrt{\frac{qU_0}{a_0^2 E_k}} \left[\cos\left(\sqrt{\frac{qU_0}{E_k} \frac{L}{a_0}}\right) \cos(\delta_x) - \sin(\delta_x) \sin\left(\sqrt{\frac{qU_0}{E_k} \frac{L}{a_0}}\right) \right]$$

Zavedeme si nové bezrozměrné souřadnice normované na délku a_0 , tedy:

$$\xi = \frac{x}{a_0}; \quad \varepsilon = \frac{z}{a_0}; \quad \xi' = \frac{d\xi}{d\varepsilon} = \frac{dx}{dz}; \quad \eta = \frac{y}{a_0}; \quad \eta' = \frac{dy}{dz} \quad (29)$$

$$l = \frac{L}{a_0}; \quad \omega = \sqrt{\frac{qU_0}{E_k}} \quad (30)$$

⁸Předpokládáme nerelativistické částice.

⁹Stejně se postupuje pro y a y' , proto tyto výpočty neuvádím a uvedu rovnou výsledek.

Kombinací vztahů (27), (28) a dosazením nových jednotek, získáme dvojici rovnic

$$\begin{aligned}\xi_1 &= \xi_0 \cos(\omega l) + \xi'_0 \omega^{-1} \sin(\omega l) \\ \xi'_1 &= -\xi_0 \omega \sin(\omega l) + \xi'_0 \cos(\omega l),\end{aligned}$$

ze kterých je již vidět transportní matice Q_C^E pro rovinu konvergence (x) elektrického kvadrupólu

$$Q_C^E = \begin{bmatrix} \cos(\omega l) & \omega^{-1} \sin(\omega l) \\ -\omega \sin(\omega l) & \cos(\omega l) \end{bmatrix}. \quad (31)$$

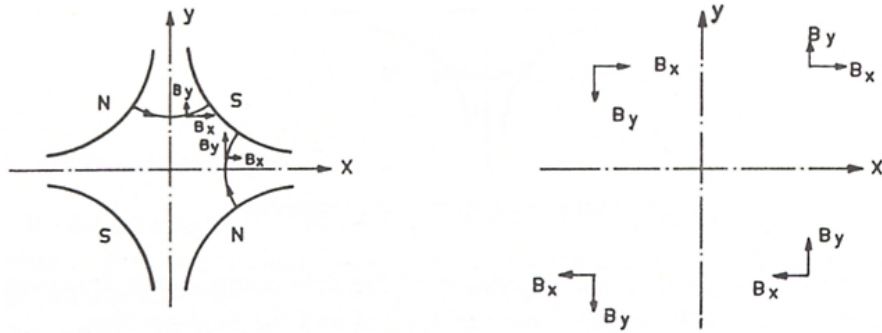
Podobným způsobem dojdeme k transportní matici Q_D^E pro rovinu divergence (y) el. kvadrupólu

$$Q_D^E = \begin{bmatrix} \cosh(\omega l) & \omega^{-1} \sinh(\omega l) \\ \omega \sinh(\omega l) & \cosh(\omega l) \end{bmatrix}. \quad (32)$$

Elektrický kvadrupól způsobuje, že v jedné rovině dochází k fokusaci, ale v druhé svazek diverguje. Důležité je, že optické vlastnosti elektrického kvadrupólu (které se odvodí z transportní matice) jsou závislé jen na délce kvadrupólu a na konstantě ω . Ta závisí (kromě U_0 a náboje q) na kinetické energii částic E_k ve svazku. Proto se elektrostatický kvadrupól může použít jako energetický separátor (za předpokladu stejného náboje částic). Elektrický kvadrupól se při aplikaci na iontové svazky vyšších energií (řádově 10MeV) stává nepoužitelným, jelikož dochází k průrazům mezi elektrodami. Vyšší napětí je zapotřebí kvůli hodnotě $\omega = \sqrt{qU_0/E_k}$, kde při vyšších energiích svazku musí být U_0 tak velké, aby čočka výrazněji ovlivnila svazek.

3.2.3 Magnetický kvadrupól

Magnetický kvadrupól je velmi používaná iontová čočka. Schéma kvadrupólového magnetu a vektory magnetické indukce v něm jsou na obr. 12. Kvalitativní analýzou je jasné, že stejně jako u elektrického kvadrupólu, i u magnetického dochází v jedné rovině k fokusaci a v druhé k defokusaci svazku.



Obrázek 12: magnetický kvadrupól (převzato z [5])

V prostoru, kde je hustota proudu nulová (např. mezi póly magnetu) můžeme sestrojít magnetický skalární potenciál V^m ¹⁰, který splňuje Laplaceovu rovnici $\Delta V^m = 0$. Jedná se tedy o obdobnou úlohu jako u elektrického pole. Ekvipotenciály musí být hyperboly a (v souladu s Obrázkem 12) pak platí

$$V^m = -Gxy, \quad (33)$$

kde G je konstanta, ve které je již zahrnuta permeabilita vakua tak, aby vektory magnetické indukce mohly být určeny pomocí vztahu

$$\mathbf{B} = -\vec{\nabla} V^m$$

Dosažením za potenciál (33) získáme konkrétní vyjádření magnetické indukce v daných směrech:

$$B_x = -\frac{\partial V^m}{\partial x} = Gy; \quad B_y = Gx; \quad B_z = 0 \quad (34)$$

Ze znalosti Lorentzovy síly

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (35)$$

a za předpokladu, že se jedná o paraxiální svazek (tj. $v_x, v_y \ll v_z \doteq v$), sestrojíme pohybové rovnice

$$m\ddot{x} = F_x, \quad m\ddot{y} = F_y, \quad (36)$$

kde m je relativistická hmotnost částice (v nerelativistické limitě tedy klidová hmotnost). Dosadíme-li do těchto rovnic Lorentzovu sílu a vyjádření magnetických indukcí (34), získáme

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{qvG}{m}x = 0 \quad \frac{d^2y}{dt^2} - \frac{qvG}{m}y = 0. \quad (37)$$

Porovnáním rovnic (37) s rovnicemi (24) elektrického kvadrupólu zjistíme, že řešíme stejnou úlohu. Kvadrupólový magnet má tedy stejný tvar řešení jako elektrický kvadrupól (sekce 3.2.2) pootočený o 45 stupňů (viz. obr. 11 a 12). Použijeme-li znovu bezrozměrné jednotky (29) a (30), kde jsou délky normalizované k a_0 , získáme transportní matice magnetického kvadrupólu.

V rovině konvergence má transportní matice magnetického kvadrupólu Q_C^M tvar

$$Q_C^M = \begin{bmatrix} \cos(\omega l) & \omega^{-1}\sin(\omega l) \\ -\omega \sin(\omega l) & \cos(\omega l) \end{bmatrix}. \quad (38)$$

a v rovině divergence má tvar¹¹

$$Q_D^M = \begin{bmatrix} \cos(\omega l) & \omega^{-1}\sin(\omega l) \\ -\omega \sin(\omega l) & \cos(\omega l) \end{bmatrix}, \quad (39)$$

kde vše až na konstantu ω je stejné jako u el. kvadrupólu. Pro magnetický kvadrupól má konstanta ω zjevně tvar

$$\omega = \sqrt{\frac{qGa_0^2}{mv}}.$$

¹⁰Zanedbáváme tedy magnetické pole indukované svazkem.

¹¹Připomenutí, že chceme-li aplikovat tyto transportní matice na konkrétní výpočet, musíme mít na paměti normalizaci proměnných vůči a_0 . Tedy $\begin{bmatrix} x_1/a_0 \\ x'_1 \end{bmatrix} = Q_C^M \begin{bmatrix} x_0/a_0 \\ x'_0 \end{bmatrix}$

Právě rozdíl mezi konstantou ω u elektrického a magnetického kvadrupólu má zásadní význam, který plyne z rozdílného působení těchto polí na nabitě částice. Zatímco u elektrického kvadrupólu byla při daném napětí ohnisková vzdálenost závislá na energii částic, u magnetu je ohnisková vzdálenost závislá na hybnosti (předpokládáme-li q a G konstantní).

Výhodou magnetického kvadrupólu je, že zvyšováním magnetického pole nedochází k jevům podobným elektrickým průrazům. Používá se proto pro svazky částic vysokých energií. Samozřejmě, že k dosažení vysokých hodnot magnetické indukce jsou zapotřebí velké hustoty proudu protékajícího cívkami kvadrupólových magnetů. K dosažení vysokých proudových hustot se proto používá supravodivá technologie.

Jak bylo řečeno, samotný kvadrupólový magnet fokusuje v jedné rovině. Fokusace v obou směrech se provádí uspořádáním dvou kvadrupólů za sebou s tím, že druhý má opačnou polaritu, než první. Toto uspořádání se nazývá dublet. I když dublet fokusuje v obou směrech, nefokusuje svazek do jednoho bodu (ohniska jsou pro každou rovinu jinde). V praxi se používají i kvadrupólové triplety (či obecně multiplety).

U velkých kruhových urychlovačů se svazek udržuje a fokusuje také kvadrupólovými magnety. Magnety jsou uspořádány v maticích, které se opakují. Často se například používá tzv. FODO uspořádání, kde se mezi fokusující (F) a defokusující (D) kvadrupól vkládají volné úseky (O), do nichž se umísťují ohýbací nebo korekční (např. sextupólové) magnety, či experimentální zařízení.

3.2.4 Vychylovací (dipólové) magnety

Vychylovací magnety se v iontové optice používají hlavně k ohýbání svazku, nicméně mají také aplikace v analýze iontů (tedy při jejich selekci) a používají se také k slabé fokusaci svazku. Velmi podrobně a zároveň čtivě se o vychylovacích magnetech pojednává v [6] na str.203.

Sektorový magnet (dipól) s hranou kolmou na vstupující svazek je znázorněn na obr. 13. Tučnou čarou je znázorněna střední dráha částic svazku. Souřadnice x jde podél této střední trajektorie. Souřadnice y je kolmá k x i k magnetickému poli na střední dráze $|\mathbf{B}_0| = B_z$. Pólové nastavce dipólu mohou být různě tvarovány tak, aby magnetické pole mělo tento radiální průběh:

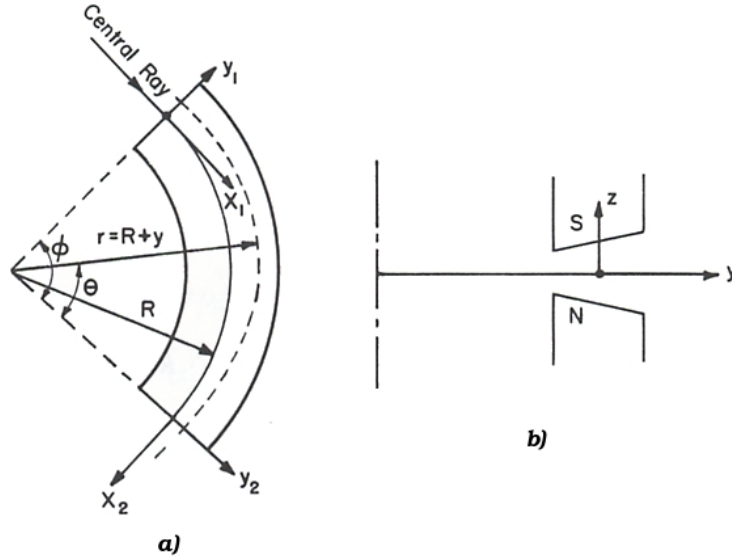
$$B_z(r) = B_0 \left(\frac{R}{r} \right)^n . \quad (40)$$

Toto pole popsali pánové Kerst a Serber [11] a trajektorie částic jsou řešeny Kerst-Serberovými rovnicemi.

$$\ddot{y} + (1 - n)\omega^2 y = 0 \quad (41)$$

$$\ddot{z} + n\omega^2 z = 0, \quad (42)$$

kde $\omega = \frac{qB_0}{m}$ je cyklotronová frekvence. První K-S rovnice (41) udává horizontální pohyb částic ve střední rovině. Pro $n < 1$ konají částice harmonický pohyb kolem střední dráhy, sektor tím pádem fokusuje v horizontální rovině (v případě $n > 1$ defokusuje). Druhá K-S rovnice (42) nám popisuje vertikální pohyb částic. V případě, že platí $n > 0$, se také jedná o harmonický pohyb, a dochází tedy k fokusaci i ve vertikální rovině. Při popisu chování svazku nás zajímá více průběh vůči poloze v magnetu, než vůči času. Pro souřadnici x , která



Obrázek 13: Dipólový magnet a) pohled shora; b) tvar pólových nástavců (pohled v rovině svazku), (převzato z [6])

udává dráhu po střední trajektorii od vstupu do magnetu, platí $x = R\omega t$ (viz. obr. 13). Provedeme-li tuto substituci do rovnic (41) a (42), získáme rovnice

$$y'' + k_H^2 y = 0 \quad (43)$$

$$z'' + k_V^2 z = 0, \quad (44)$$

kde $k_H^2 = \frac{1-n}{R^2}$, $k_V^2 = \frac{n}{R^2}$ a $y'' = \frac{d^2 y}{dx^2}$. Řešením těchto dvou rovnic získáme (obdobně jako v sekci 3.2.2) transportní matice pro pohyb v horizontální (\mathcal{H}) nebo vertikální (\mathcal{V}) rovině.

$$\mathcal{H} = \begin{bmatrix} \cos(\varepsilon_H \Phi) & \varepsilon_H^{-1} \sin(\varepsilon_H \Phi) \\ -\varepsilon_H \sin(\varepsilon_H \Phi) & \cos(\varepsilon_H \Phi) \end{bmatrix} \quad (45)$$

$$\mathcal{V} = \begin{bmatrix} \cos(\varepsilon_V \Phi) & \varepsilon_V^{-1} \sin(\varepsilon_V \Phi) \\ -\varepsilon_V \sin(\varepsilon_V \Phi) & \cos(\varepsilon_V \Phi) \end{bmatrix}, \quad (46)$$

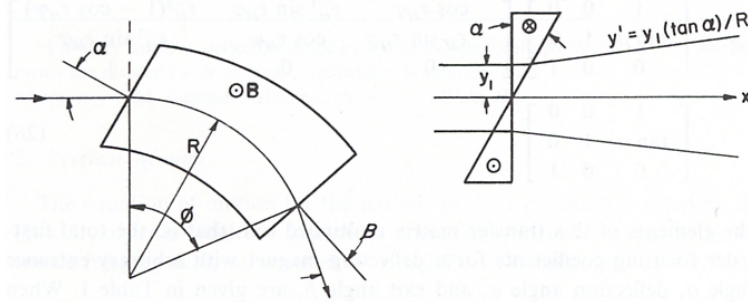
kde se obdobně jako u kvadrupólů normovaly proměnné¹² (tentokrát vůči poloměru střední dráhy R) a definovaly se $\varepsilon_H = \sqrt{1-n}$ a $\varepsilon_V = \sqrt{n}$. Sektorový magnet tedy může fokusovat v obou směrech. K tomu dojde, platí-li pro pole (40) podmínka $0 < n < 1$. Chceme-li, aby byl magnet stigmatický (a docházelo tak k fokusaci v obou rovinách stejně) musí

$$\varepsilon_H = \varepsilon_V \quad \Rightarrow \quad n = \frac{1}{2}.$$

Nicméně tvarování pólových nástavců magnetu tak, aby platila podmínka $B \sim \frac{1}{\sqrt{r}}$, není snadné, a ani levné.

¹²Např. pro y tedy platí $\begin{bmatrix} y_1/R \\ y'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\varepsilon_H \Phi) & \varepsilon_H^{-1} \sin(\varepsilon_H \Phi) \\ -\varepsilon_H \sin(\varepsilon_H \Phi) & \cos(\varepsilon_H \Phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_0/R \\ y'_0 \end{bmatrix}$

Běžně se (pro jeho jednoduchost) používá sektorový magnet s vodorovnými pólovými nástavci ($n=0$). Pro takový magnet platí, že $B = konst.$ v celé mezeře dipólu. V tom případě samozřejmě nedochází k fokusaci ve vertikálním směru, nicméně lze použít trik, díky kterému je i tento jednoduchý dipól schopen fokusovat ve vertikálním směru. Tento trik spočívá v zešikmení hran magnetického sektoru vůči vstupujícímu a vystupujícímu svazku. Na obr. 14 je tato situace znázorněna. Hrana zešikmeného sektoru se chová jako tenká čočka před sek-



Obrázek 14: Sektorový magnet s nenulovými vstupními a výstupními úhly (převzato z [6])

toem s kolmou hranou. Vstupní resp. výstupní tenké čočky v horizontálním směru mají tyto transportní matice:

$$\mathcal{H}_{in} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \tan(\alpha) & 1 \end{bmatrix} \quad \text{resp.} \quad \mathcal{H}_{out} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \tan(\beta) & 1 \end{bmatrix}.$$

Celková transportní matice pro dipól se šikmými hranami se tedy dá vyjádřit jako soustava tří iontově-optických prvků $\mathcal{H}_s = \mathcal{H}_{out} \mathcal{H} \mathcal{H}_{in}$. V horizontálním směru má tedy matice tvar

$$\mathcal{H}_s = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \tan(\beta) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\varepsilon_H \Phi) & \varepsilon_H^{-1} \sin(\varepsilon_H \Phi) \\ -\varepsilon_H \sin(\varepsilon_H \Phi) & \cos(\varepsilon_H \Phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \tan(\alpha) & 1 \end{bmatrix}. \quad (47)$$

Ve vertikálním směru díky zešikmení dojde také k fokusaci. Ta je způsobena rozptýleným polem na rozhraní sektoru, kde radiální složka magnetického pole začne ovlivňovat pohyb ve směru osy z . Stejně jako v horizontálním směru se chová šikmý vstup i ve vertikálním směru jako tenká čočka před sektorem s kolmými hranami, a tudíž platí

$$\mathcal{V}_{in} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\tan(\alpha) & 1 \end{bmatrix} \quad \text{resp.} \quad \mathcal{V}_{out} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\tan(\beta) & 1 \end{bmatrix}.$$

a obdobně je tedy celková transportní matice ve vertikálním směru

$$\mathcal{V}_s = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\tan(\beta) & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\varepsilon_V \Phi) & \varepsilon_V^{-1} \sin(\varepsilon_V \Phi) \\ -\varepsilon_V \sin(\varepsilon_V \Phi) & \cos(\varepsilon_V \Phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\tan(\alpha) & 1 \end{bmatrix} \quad (48)$$

Při kladných úhlech α a β se snižuje fokusální schopnost v horizontálním směru, ale na druhou stranu se tyto hrany ve vertikálním směru chovají jako spojky. Dipólový magnetický sektor se tedy může použít nejen k ohýbání svazku, ale také ke slabé fokusaci.

4 Zdroje neutronů

Neutronová fyzika, potřebuje pro své bádání zdroje neutronů. Neutronové zdroje jsou různorodé, a proto bude v této kapitole uveden stručný přehled neutronových zdrojů, rozdělených podle způsobu produkce neutronů. Aby některé reakce a analýzy pomocí neutronů probíhaly dostatečně rychle, je zapotřebí co nejvyšších toků (až $10^{15} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a více). Takto vysoké toky se získávají hlavně dvěma způsoby: pomocí jaderných reaktorů nebo spalačnických zdrojů (viz. sekce 4.1 a 4.2). Nicméně mnohé aplikace nepotřebují nejvyšší neutronové toky a vystačí si s relativně nízkými proudy neutronů. Pro tyto aplikace se například používají zdroje využívající různé jaderné reakce a rozpady, nebo se využívají jednoduché urychlovače. Některé tyto zdroje jsou krátce uvedeny v sekci 4.3. Do této kategorie spadá i mnou plánovaný fúzor pro FJFI, který ale bude popsán podrobněji v kapitole 5. Důkladné zmapování dnes používaných zdrojů neutronů by si vyžadovalo samostatnou rešerši a je nad rámec této práce.

4.1 Jaderné reaktory

Nejrozšířenější způsob získávání neutronů je pomocí jaderných reaktorů, které produkují toky 10^{12} až $10^{15} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Jaderné reaktory produkují termální (pomalé) neutrony, jelikož se neutrony zpomalí moderátorem v aktivní zóně reaktoru. Dále je možné tyto neutrony ještě chladit a získat chladné či dokonce ultrachladné neutrony (s kinetickou energií $< 0,2 \mu\text{eV}$).

Největší experimentální jaderné reaktory produkují toky řádu $10^{15} \text{ n/cm}^2\text{s}$. Jsou to například reaktory HFIR (High Flux Isotope Reactor) v Oak Ridge National Laboratory v USA, nebo High Flux Reactor v ILL (Institut Laue-Langevin) v Grenoblu, Francii¹³. Reaktor HFIR slouží kromě základního a aplikovaného neutronového výzkumu jako továrna na Californium-252. HFIR dosahuje pro experimentální využití tok $1 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2\text{s}$. Reaktor v ILL se používá výhradně pro základní výzkum a dosahuje neutronového toku $1,5 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2\text{s}$.

Vyšších toků nelze pomocí klasických jaderných reaktorů dosáhnout, protože se nedá uchládit aktivní zóna reaktoru. Proto se začaly vyvíjet nové zdroje neutronů, které by zajistily vyšší toky neutronů.

4.2 Spalační zdroje neutronů

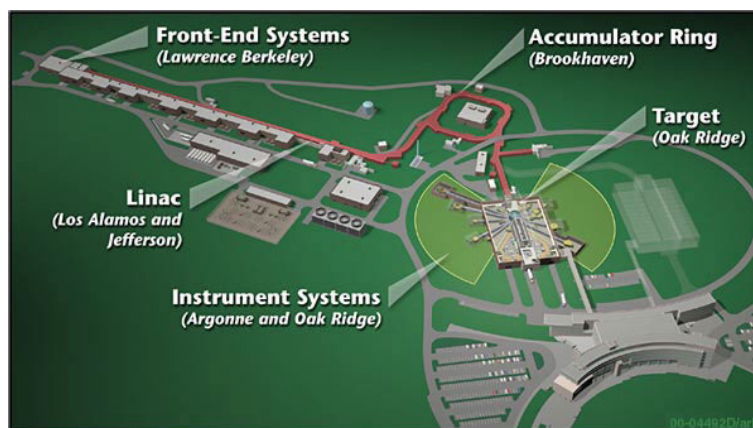
Spalační neutronové zdroje jsou reaktivně nové zdroje neutronů pracující na jiném principu než jaderné reaktory. Jedná se o urychlovače protonů vytvářející vysokoenergetický pulsní svazek, který poté dopadá na hustý terčík těžkých jader. Dochází k tzv. **tříštivé reakci**, při níž je uvolněno velké množství neutronů. U tříštivé reakce v první fázi dochází k tzv. vnitrojaderné kaskádě, kdy nalétávající proton vyráží nukleony, alfa částice a elementární částice z terčového jádra. Jádro je poté vysoce excitované. V druhé fázi reakce dochází k deexcitaci terčového jádra. Děje se tak dvěma způsoby. První je proces vypařování neutronů, kdy se vysoce excitované jádro zbaví přebytečné energie uvolněním protonů, neutronů¹⁴ a gama záření. Druhá varianta je, že dojde k vysokoenergetickému štěpení, při němž se vysoce excitované jádro rozpadne na několik fragmentů, které deexcitují také vypařovacím procesem. Při spalačnických reakcích

¹³viz. [12], [13] a [14]

¹⁴K uvolnění protonů dochází v poměru jeden proton na deset neutronů.

se tedy uvolní velké množství rychlých neutronů na jeden vysokoenergetický proton. Rychlé neutrony produkované tímto zdrojem se poté moderují pro další experimentální použití.

Nejnovější spalačního zdroj – SNS (Spallation Neutron Source) – byl postaven v Oak Ridge National Laboratory¹⁵. SNS je znázorněn na obr. 15. Urychlovač je znázorněn červeně a v reálu je umístěn pod zemí.



Obrázek 15: Schéma Spalačního Neutronového Zdroje v ORNL

Na začátku urychlovače je zdroj záporných iontů vodíku H^- , který tyto ionty urychlí na 2,5MeV. Poté ionty vstoupí do 331 metrů dlouhého lineárního urychlovače (Linac), kde se urychlí na konečnou energii 1 GeV. Linac je složen ze tří různých lineárních urychlovačů. První dva — drift-tube linac (86,8MeV), coupled-cavity linac (185,6MeV) — mají měděné urychlovací dutiny operující při pokojové teplotě, zatímco třetí je tzv. superconducting RF linac, tedy lineární urychlovač se supravodivými (niobovými) dutinami, které urychlí ionty na 1GeV. V linacu jsou mezi urychlovací dutiny vloženy kvadrupólové a korekční magnety, které spolu s diagnostickými zařízeními udržují svazek v urychlovači.

Záporné ionty urychlené na konečnou energii se pak shromažďují v akumulátorovém prstenci (accumulator ring), kde jsou při vstupu (průletem tenkou fólií) zbaveny obou elektronů, a následně jsou (jakožto protony) shromažďovány v prstenci dlouhém 248 metrů tak, aby byl výsledný puls protonů na terč co nejintenzivnější. Některé základní parametry SNS¹⁶ jsou uvedeny v Tabulce 1. Terč SNS je ze rtuti, která se lépe chladí, neboť je tekutá. Výroba kvalitního terče je složitý problém, jelikož se v terči deponuje nárazově velké množství energie (viz. Tab. 1). Hodnoty neutronového toku jsou uvedeny při použití H_2O jako moderátoru (tj. hodnoty jsou pro tepelné neutrony) a za předpokladu výkonu 1 MW. Výkon 1 MW se předpokládá při prvních provezech SNS, nominální výkon by měl být deklarovaných 1,4 MW. V SNS se bude také používat zkapalněný vodík jako kryogenický moderátor vytvářející chladné neutrony, pro tyto neutrony budou předpokládány toky o něco nižší ($1,2 \cdot 10^{16}$ ve špičce resp. $6,3 \cdot 10^{13} n/cm^2 s$ průměrně). Průměrné hodnoty toku neutronů jsou i v pulsním zdroji jako je SNS možné za použití moderátoru, který “rozmělní” energie (tedy

¹⁵První (testovací) svazek protonů dopadl na rtuťový terč v dubnu 2006.

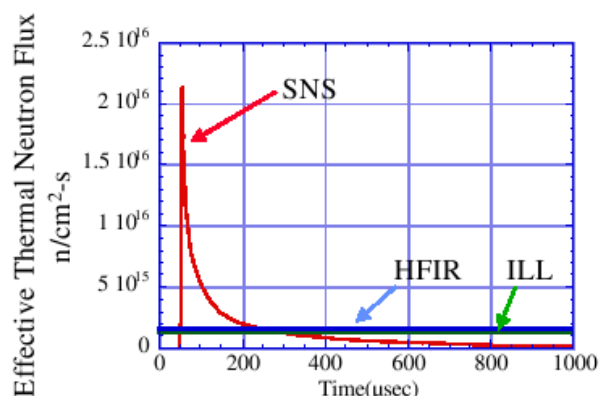
¹⁶z [17]

Kinetická energie protonů	1,0	GeV
Výkon protonů	1,4	MW
Průměrný proud svazku	1,4	mA
Frekvence pulzů	60	Hz
Počet protonů v pulzu	$1,5 \cdot 10^{14}$	
Náboj v jednom pulzu	24	μC
Energie pulzu	24	kJ
Tlak v rtuťovém terči	0,3	MPa
Průměrný tok neutronů	$7,9 \cdot 10^{13}$	$\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$
Pulzní (špičkový) tok neutronů	$2,1 \cdot 10^{16}$	$\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$

Tabulka 1: Vybrané parametry SNS

i rychlosti) neutronů tak, že se vytvoří kontinuální tok.

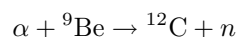
Pro srovnání ještě uvedu obr. 16 s předpokládaným tokem neutronů v závislosti na čase u SNS v porovnání s nejsilnějšími nynějšími zdroji HFIR a ILL. Jak je vidět, po dobu cca 150 μs je SNS výrazně silnější zdroj než ILL či HFIR, nicméně tyto pulzy jsou velmi krátké a “jen” 60krát za vteřinu.



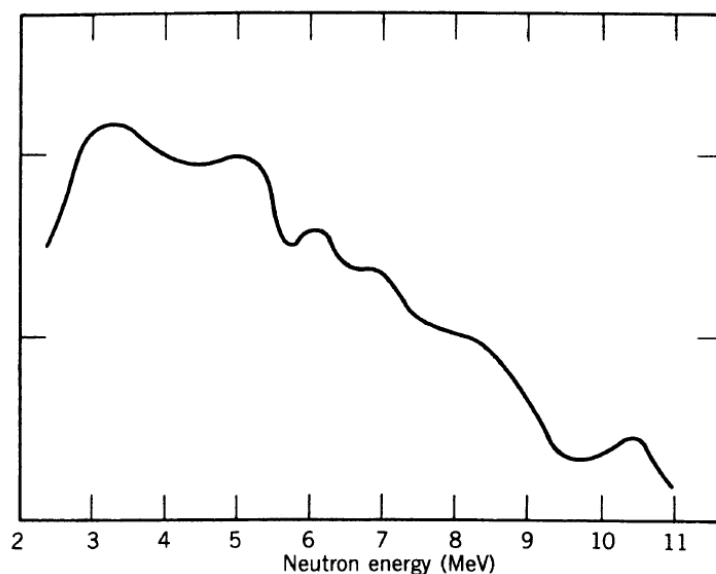
Obrázek 16: Porovnání toku termálních neutronů z SNS, HFIR a ILL (převzato z [19])

4.3 Ostatní zdroje neutronů

(α, n) zdroje neutronů nejčastěji využívají reakci α -částice s beryliem. Jedná se o známou reakci, při níž byl objeven neutron:



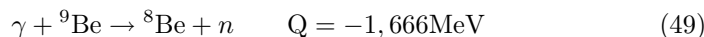
Energie této reakce je $Q = 5,7$ MeV, vylétávající neutrony jsou tedy rychlé. Jako zdroj alfa částic se většinou volí dlouhožijící radioizotop tvořící alfa částice s energií cca 5–6 MeV. Do berylia se tak přimíchává např. ${}^{226}\text{Ra}$ jako zdroj alfa. Typické spektrum pro Ra-Be zdroj je na obr. 17. Nejedná se o monoenergetický zdroj neutronů, jelikož výsledný uhlík se může nacházet v různých excitovaných stavech, a také proto, že nalétávající α -částice mají různé energie. Tato



Obrázek 17: Typické spektrum neutronů z Ra-Be zdroje (převzato z [20])

různorodost je dána jak samotným rozpadem u radia, tak i ztrátami energie α -částice při průletu látkou zdroje. V Ra-Be zdrojích se běžně produkuje kolem 10^7 n/s na každé Curie¹⁷ Ra-226.

Fotoneutronové (γ, n) zdroje neutronů využívají reakcí, při nichž foton záření gama dodá terčovému jádru energii vyšší, než je vazebná energie neutronu. Nejčastěji používané jádro (obdobně jako u (α, n) reakce) je berylium-9.



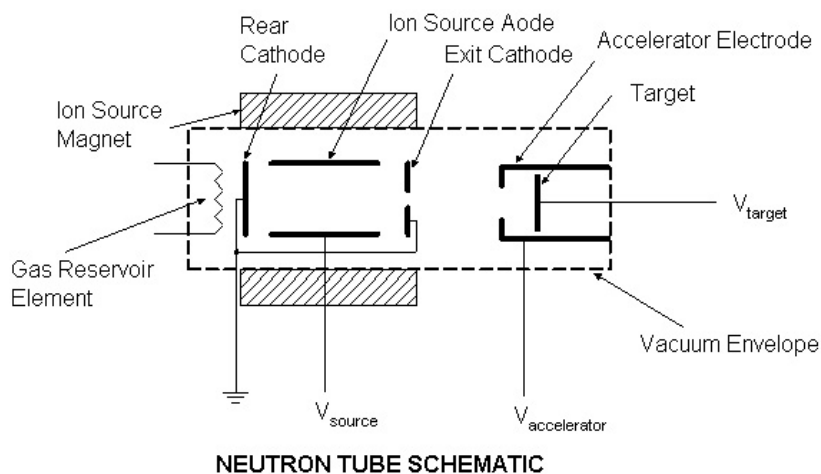
Výhodou (γ, n) reakcí je, že vylétávající neutrony jsou monoenergetičtější než u (α, n) reakcí. Je to dáno hlavně tím, že jsou k dispozici monoenergetické zářiče gama. Jedním z nejsilnějších fotoneutronových zdrojů je použití reakce (49) a ¹²⁴Sb jako zdroje fotonů. Sb-124 je monoenergetický zářič gama s poločasem rozpadu 60 dní a energií vyzářených fotonů $E_\gamma = 1,691\text{MeV}$. Takovýto zdroj tvoří neutrony o energii $\approx 24\text{keV}$ a proudy $7,77 \cdot 10^5$ n/s na Curie Sb-124.

Spontánní štěpení se hojně používá jako zdroj neutronů. Víceméně se využívá výhradně californium-252 (které je uměle vyráběné v např. již zmíněném HFIR reaktoru), jelikož k samovolnému štěpení dochází u ostatních radioisotopů s velmi malou pravděpodobností. Californium-252 má poločas rozpadu 2,6 let a kromě neutronů je také α -zářičem (97% rozpadů je emise α). Při jednom štěpení se produkují přibližně 4 neutrony. Energie neutronů jsou spojitě rozloženy přibližně mezi 1–3MeV a proud neutronů je $2,3 \cdot 10^{12}$ n/s na gram ²⁵²Cf, což je $4,3 \cdot 10^9$ n/s na Curie california-252.

Zdroje neutronů založené na **D-D a D-T reakcích** jsou další alternativou k již zmíněným zdrojům. Jak bylo uvedeno v úvodu této práce, připravovaný zdroj neutronů na FJFI je založen na D-D reakci. Navrhovaný zdroj je tzv. fúzor (fusor) a jeho konstrukce bude detailněji popsána v kapitole 5. Nejčastěji se pro

¹⁷Ci = $3,7 \cdot 10^{10}\text{Bq}$

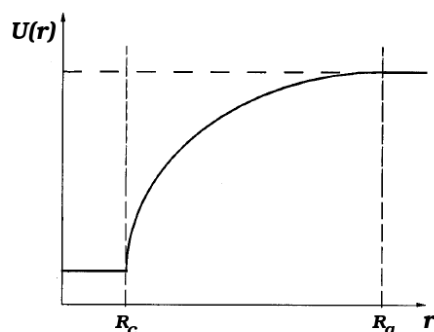
tvorbu neutronů používá D-T reakce, protože tato reakce má nejvyšší maximální účinný průřez pro slučovací reakce, jak jsme si ukázali v kapitole 2. V těchto zdrojích se většinou deuterium ionizuje a elektrostaticky se urychlí na energii desítky až stovky keV (podle použitého zdroje vysokého napětí). Poté ionty ${}^2\text{H}^+$ naletí do terče (většinou Ti) s vysokým obsahem ${}^3\text{H}$. Jedná se tedy o jednoduché a malé urychlovače nabitých částic. Typické uspořádání takového zdroje je na obr. 18. V první části (vlevo) se udržuje plazma (princip IIG: Phillips Ion Gauge zdroje iontů), v prostřední části se ionty extrahují a urychlí na energii $E_k = q \cdot V_{\text{accelerator}}$ a v poslední části se střetnou s terčem (případně se předtím ještě více urychlí potenciálovým rozdílem mezi terčem a urychlovací elektrodou). Takovéto zdroje neutronů dosahují řádově proudů $1,0 \cdot 10^7 \text{ n/s}$ (např. [23]) ale předpokládáné jsou i větší intenzity např. až $10^{12} - 10^{14} \text{ n/s}$ pro D-D resp. D-T reakci (viz. [24]).



Obrázek 18: Elektrostatická urychlovací trubice s penningovým zdrojem deuteriových iontů (převzato z [22]).

5 Fúzní neutronový zdroj - fúzor

V této kapitole bude uveden stručný návrh zdroje rychlých neutronů pracujícího na principu elektrostatického urychlení deuteriových iontů v kulově symetrickém elektrickém poli. Tento typ zdroje neutronů, tzv. fúzor, vznikl již v padesátých letech dvacátého století a byl dokonce v USA v několika verzích patentován (viz. [26],[27] a [28]). Princip fúzoru je poměrně jednoduchý. Zařízení se skládá ze dvou kulových elektrod, kde vnitřní je katoda o vysokém záporném napětí a vnější je anoda (většinou uzeměná). V celé komoře je napuštěn řídký deuteriový plyn D_2 , který se v okolí anody ionizuje většinou nárazem elektronů ze žhavých katod či z vysokofrekvenčního pole za anodou. Předpokládáme-li, že elektrody jsou ideální kulové mřížky, vypadá elektrostatický potenciál jako na obr. 19. Ionty D^+ , které se vytvoří uvnitř anody, jsou el. polem urychleny



Obrázek 19: Ideální průběh potenciálu $U(r)$ v závislosti na poloměru r pro ionty ve fúzoru; R_a je poloměr anody, R_c poloměr katody.

na energii $E_k = q \cdot \Delta U$, kde q je jejich náboj a ΔU potenciální rozdíl, kterým prošly. Poté proletí (prozatím) ideální mřížkou, katodou, a sráží se ve středu komory¹⁸. Pokud mají ionty vyšší energii (řádově desítky až stovky keV), dochází k dostatečnému množství jaderných D-D (případně D-T) reakcí popsaných v kapitole 2. Principiálně je tedy fúzor jednoduché zařízení, které nicméně klade poměrně silné nároky na zdroj napětí (vysoké stejnosměrné napětí v rozmezí desítek až stovek kV). Je zřejmé, že takto ideální provoz ve fúzoru nikdy nenastane – už jen proto, že ionty, které se soustředí v centrální části fúzoru, vytváří prostorový náboj, tedy virtuální anodu, která odpuzuje a tudíž defokusuje ionty při průletu centrální částí. Hlavní výhodou fúzoru při produkci neutronů oproti terčíkovým zdrojům je spíše možnost tzv. recirkulace iontů, tedy opakovaného průletu iontu v případě, kdy nedošlo k jaderné srážce či k jeho pohlcení katodou. Recirkulace zároveň podstatně zvyšuje životnost oproti terčíkovým zdrojům.

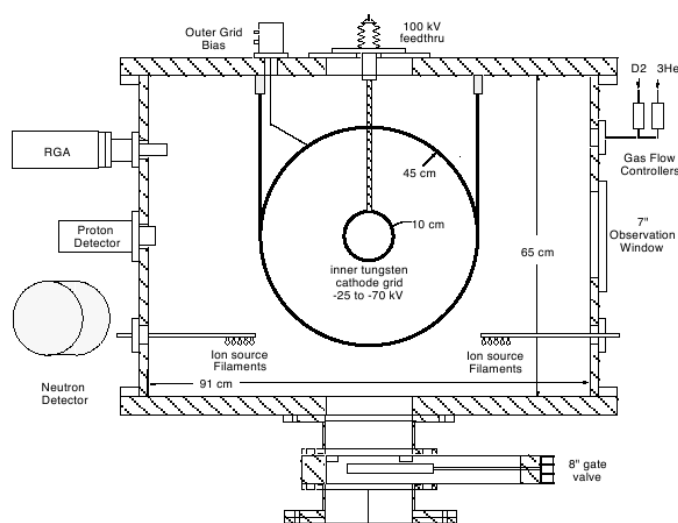
Několik laboratoří a univerzit v Americe a Japonsku (viz.[32]) se zabývá výzkumem a vývojem fúzorů. Nejvýkonnější v produkci neutronů v kontinuálním provozu je např. fúzor na univerzitě ve Wisconsinu, kde dosahují intenzit $1,8 \cdot 10^8$ n/s při D-D reakci [33]. Tento fúzor je velmi dobře popsán a navíc na něm byly

¹⁸V anglickém jazyce je princip funkce těchto zařízení nazýván Inertial Electrostatic Confinement (IEC), v českém jazyce inerciální elektrostatické udržení.

vypracovány některé práce (např. [30],[31] a [34]), na které se budu odkazovat dále v textu. Námi navrhovaný zdroj neutronů je založen právě na fúzoru Wisconsinské univerzity (UW), a jelikož nebylo možné vzhledem k rozsahu této práce vypracovat detailní a přesný návrh budoucího zařízení na FJFI, budu se často odvolávat na parametry již zmíněného zařízení.

5.1 Navrhovaný fúzor*

Uspořádání budoucího fúzoru na FJFI bude velmi podobné fúzoru na UW, který je schématicky znázorněn na obr. 20. Vnitřní mřížka (katoda), jež má vysoký záporný potenciál (desítky kV), je uvnitř uchycena vysokonapěťovým vedením, které prochází vakuovou průchodkou ven ke zdroji napětí. Vnější mřížka je uzeměna, nebo je na mírném kladném potenciálu, aby se v jejím okolí co nejlépe ionizoval plyn nárazem elektronů ze žhavných katod. Obě mřížky jsou obklopeny vakuovou komorou s otvory pro vývěvu či pro manipulaci s vnitřními částmi fúzoru, případně se tyto otvory používají pro různé měřící přístroje. V našem případě by fúzor na FJFI byl menší než fúzor na UW. Poloměr katody by byl 3cm, poloměr anody (vnější mřížky) by byl cca 10cm. Dále by celá aparatura byla obklopena menší a nejspíš kulovou vakuovou komorou s potřebnými pracovními vstupy. Druhá varianta téhož zařízení předpokládá jiný zdroj iontů, a sice použití třetí vnější mřížky, která by byla napájena střídavým ($\approx 200\text{kHz}$) napětím kolem 150V. Tato metoda přináší stabilnější kontrolu proudu ve fúzoru, než tomu je při použití žhavných katod [35].



Obrázek 20: Schématické znázornění fúzoru (převzato z [35])

Většinou fúzory pracují při proudu 10–100mA, napětí desítky až stovky kV a při pracovním tlaku 0,01–1Pa. Námi navrhovaný fúzor bude mít nejspíše skromnější vybavení, a proto nepočítáme se zdrojem stejnosměrného napětí silnějším než 50kV a proudem nad 10mA. Na druhou stranu pracovní tlak

*Tato a další sekce čerpají většinu informací z internetových stránek Wisconsinské univerzity [29] a hlavně také z prací [30], [31] a [34].

bude pravděpodobně jeden z nejnižších, tj. kolem 10mPa. Pokud to bude možné (vzhledem k funkčnosti zdroje iontů), pokusíme se i o nižší tlaky, neboť nás budou zajímat srážky vstřícných svazků a případně studium virtuální anody – prostorového náboje, který vzniká ve středu fúзору.

5.2 Fokusace, procesy ve fúзору a četnost produkce neutronů

Dostředná fokusace všech iontů, které vzniknou uvnitř anody, je dána už samotnou volbou geometrie celého fúзору. Ač se může zdát, že ve fúзору bude docházet k jaderným reakcím ze srážek proti sobě letících urychlených iontů (označovaných jako reakce vstřícných svazků), dominantním jevem, produkujícím neutrony z D-D reakce, jsou srážky urychlených iontů s neutrálním plynem, který vyplňuje celý prostor fúзору. Kdyby docházelo ke srážkám vstřícných svazků s vyšší četností, získali bychom velkou výhodu. Pak by se totiž reakce např. dvou proti sobě letících 50keV deuterionů rovnala D-D terčíkové srážce, při níž by měl nalétávající deuterion energii 100keV.¹⁹ Toto by byla podstatná výhoda fúзору oproti pevnému terči. Bohužel tomu tak není. Jak ukázal ve své experimentálně podložené analýze [30] T.A. Thorson, ve fúзору — i v případě nízkých tlaků²⁰ ($p = 13\text{mPa}$, napětí na katodě $U_c = -5\text{kV}$, proud $I_c = 40\text{mA}$) — jsou zcela dominantní srážky iontů s katodou ($\approx 2 \cdot 10^5\text{s}^{-1}$) nebo se zbytkovým plynem ($\approx 10^5\text{s}^{-1}$) oproti srážkám vstřícně letících iontů ($\approx 10^{-3}\text{s}^{-1}$). Při srážce iontu s katodou dochází k iontové implantaci deuterionů do katody, při dalších nárazech pak dochází nejen k implantaci, ale také k D-D fúzi v terči. Srážky s katodou jsou při nízkých tlacích natolik dominantní, že produkují více neutronů než zbývající procesy ve fúзору. Toto zjištění samozřejmě maže jakékoliv teoretické výhody fúзору proti pevnému terči (jelikož tenký pevný terčík ve formě katody už ve fúзору stejně je). Nicméně se ukázalo [31], že při vyšších tlacích (do 1Pa, kdy ještě dochází k jaderným slučovací reakcím, poté již převládají nejaderné procesy) se srážky s katodou podílí na tvorbě neutronů už z méně než deseti procent. V tomto režimu (vyššího tlaku) jsou dosahovány také největší intenzity neutronů, ale na druhou stranu až k 90% jaderných reakcí dochází mimo vnitřní objem katody. Fokusace tudíž v takto nastaveném fúзору²¹ zcela pozbývá smysl, jelikož zjevně nemá významný vliv na četnost produkce neutronů.

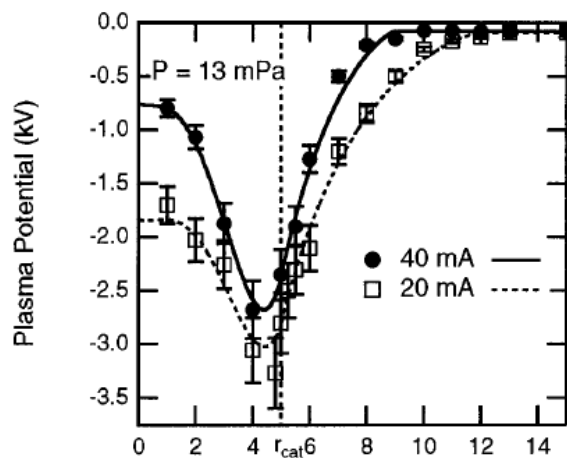
5.2.1 Prostorový náboj ve fúзору

Hlavním problémem nedostatku srážek vstřícných svazků je malá hustota iontů v centrální oblasti. Malá hustota je nejen způsobena malým proudem iontů vzniklých v oblasti anody (tedy problémem iontového zdroje), ale také je omezena tvorbou prostorového kladného náboje samotnými ionty, jež jsou urychleny do středu zařízení. Tento prostorový náboj tvoří virtuální anodu, která rozptyluje nalétávající ionty ze středu fúзору. Na obr. 21 jsou uvedeny výsledky měření radiálního průběhu potenciálu ve Wisconsinském fúзору pro dvě hodnoty proudu. Oproti idealizovanému přiblížení na obr. 19 je na obr. 21 názorně

¹⁹Toto platí, jelikož nejsme v relativistické oblasti.

²⁰U fúзору dochází k různým jevům při různých tlacích, zjednodušeně se dá funkce fúзору rozdělit na dva režimy: jeden při “nízkém tlaku” ($\leq 50\text{mPa}$) a druhý při “vyšším tlaku” ($\sim 0,2 - 1\text{Pa}$). Dále budu vyšším a nižším tlakem poukazovat na tyto režimy funkce fúзору.

²¹např. $p = 0,25\text{Pa}$, $R_c = 5\text{cm}$, $R_a = 20\text{cm}$, napětí 35kV a měřený proud na katodě 20mA



Obrázek 21: Radiální průběh potenciálu ve Wisconsiném fúzoru (převzato z [30])

vidět virtuální anoda vytvořená prostorovým nábojem. Dále je zajímavé, že tato virtuální anoda nenabývá hodnot potenciálu blízkých nule. To je dáno především asymetrií katody, která způsobuje, že ionty letící dále od drátků mřížky jsou podstatně vychýleny směrem k nejbližšímu drátku a nemohou se proto ideálně fokusovat v centru. Některé ionty jsou navíc pohlceny katodou a v neposlední řadě jsou z katody směrem k virtuální anodě emitovány elektrony, které snižují tento potenciál. Dalším zajímavým faktem je potenciální rozdíl mezi anodou a katodou, který je menší než přiložené napětí. Při měření ukázaném na obr. 21 bylo použité napětí 5kV (reálný potenciální rozdíl je cca 3 kV). Tento pokles potenciálního rozdílu je přičítán Debeyovu stínění a také již zmíněné asymetrii mřížky katody, jelikož se toto měření provádělo v největší vzdálenosti od drátků katody.

5.2.2 Četnost produkce neutronů

Jak již bylo zmíněno, v režimu vyššího tlaku (kolem 0,3Pa) je intenzita produkovaných neutronů vyšší a dosahuje maxima (hodnoty maxima se liší v závislosti na konkrétním tvaru mřížky a dalších parametrech fúzoru). Vzestup produkce neutronů s rostoucím tlakem je způsoben hlavně tím, že se zvýší hustota terčových atomů deuteria (a jak jsme si řekli dříve, tyto reakce jsou oproti centrálním kolizím dominantní). Také se uplatňuje nábojová výměna iontů se zbytkovým plynem, při které se vytvoří vysokoenergetické neutrály. Zajímavé je zjištění, že při tlaku 0,25Pa se přes 80% iontového proudu změní na neutrální proud při jednom průletu fúzorem²². Ačkoli by se mohlo zdát, že nábojová výměna zeslabí celkovou produkci neutronů, ukázalo se, že ji může naopak zesílit. Tento jev lze vysvětlit tak, že při vyšších tlacích je střední volná dráha iontů kratší a nedochází tudíž k jejich recirkulaci ve fúzoru (dochází např. jen k jednomu průletu). Jestliže se vysokoenergetický iont neutralizuje, neovlivňuje ho při dalším letu elektrické pole. Neutrál si tak udržuje svoji energii až do

²²podle modelu v [31]

chvíle srážky, ke které může dojít i na okraji zařízení, zatímco jako iont by v tuto chvíli měl nízkou energii. Jelikož účinný průřez D-D reakce výrazně roste se zvyšující se energií a střední volná dráha pro iont i neutrál je přibližně stejná, dává smysl, že nábojová výměna při vyšších tlacích zvyšuje produkci neutronů. Podle Thorsona a kol. je v tomto režimu podíl jaderných reakcí ze srážek vysokoenergetických neutralů se zbytkovým plynem vůči srážkám iont-zbytkový plyn dokonce 2:1 a možná i vyšší.

5.3 Navrhovaná vakuová aparatura

Pro navrhovaný fúzor bude zapotřebí dosáhnout vysokého vakua – tedy oblastí s hodnotami tlaku 10^{-4} Pa až 10^{-5} Pa. Jak bylo řečeno dříve, bude nás zajímat studium srážek vstřícných svazků, a proto bude třeba dosáhnout vakua $\leq 10^{-2}$ Pa, abychom mohli zanedbat srážky se zbytkovým plynem. K dosažení tlaků 10^{-2} Pa až 10^{-3} Pa by měla být dostačující turbomolekulární vývěva (TMV) s dvoustupňovou rotační olejovou vývěvou, která by připravila pomocné vakuum. V případě, že by bylo turbomolekulární vývěvou požadované čisté výstupní vakuum, použila by se jako předstupeň suchá membránová vývěva, která by neznečišťovala TMV olejovými parami. Nevýhodou membránové vývěvy by byl s největší pravděpodobností vyšší tlak pomocného vakua a tudíž horší vakuum v komoře (zvláště v případě čerpání vodíku, pro který mají TMV nejslabší kompresní poměr). Další možnou nevýhodou by byla dražší údržba, jelikož membrána má omezenou životnost.

5.4 Návrh kulového iontového zdroje pro fúzor se separovaným tlakem

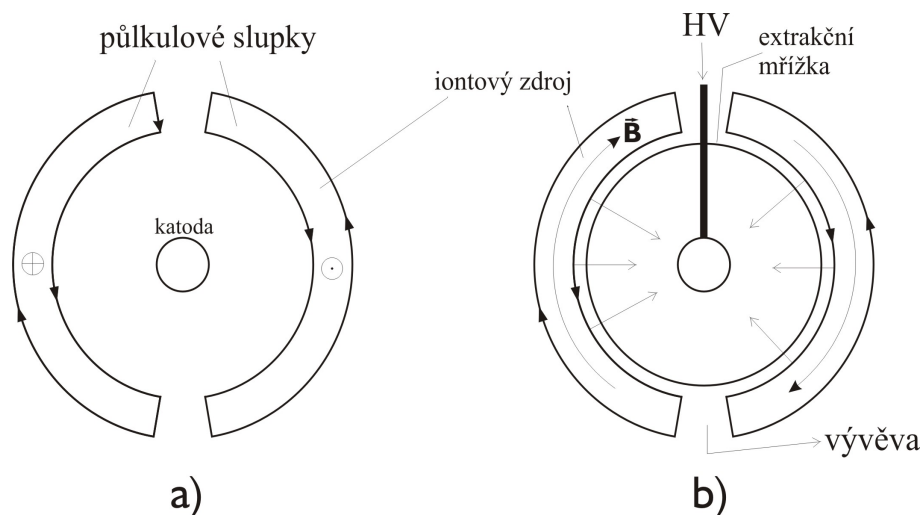
Aby se využily výhody fúzoru, jako je recirkulace iontů a vstřícné srážky iontů, bylo by dobré oddělit ionizační prostor (tedy iontový zdroj) od samotné urychlovací a srážkové komory. V odděleném iontovém zdroji by mohl být vyšší tlak tak, aby zdroj mohl účinně ionizovat deuterium a zásobovat fúzor dostatečně vysokým iontovým proudem. Zároveň by pak v urychlovací a centrální části fúzoru mohl být podstatně nižší tlak, aby byla střední volná dráha iontů ve zbytkovém plynu co nejdelší, čímž by byla recirkulace iontů co největší. Další jev, který působí asi největší překážku srážkám vstřícných svazků, je vznik virtuální anody ve středu fúzoru. K omezení prostorového náboje uprostřed fúzoru by mohla posloužit injekce volných elektronů do prostoru uvnitř katody. Pro tento účel je možné zvolit elektroemisivní materiál katody, či použít externí zdroj elektronů (elektronové dělo), který by “vstříkoval” elektrony do středu fúzoru.

V této podkapitole uvedu návrh zařízení, které by mohlo tyto požadavky splňovat. Jedná se spíše o první myšlenku, která nemusí být (vzhledem ke složitostem případné výroby navrhovaného zařízení) funkční. Vzhledem k tomu, že k důkladnému propracování takového nápadu je zapotřebí více času, více zkušeností a v neposlední řadě i prototypu k ověření jeho funkčnosti, bude v této podkapitole uveden jen schématický návrh takového zdroje.

5.4.1 Iontový zdroj

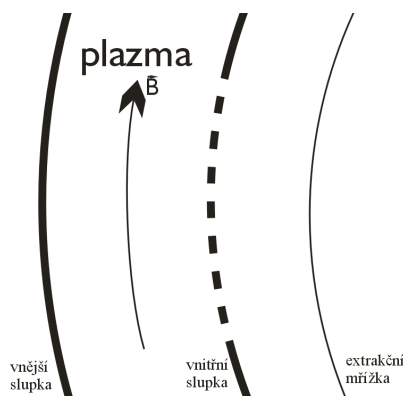
Schéma navrhovaného iontového zdroje s odděleným tlakem je na obr. 22. Vytvoří se kulová slupka, ve které bude možné udržovat vyšší tlak než který by

byl uprostřed fúzoru. Cílem je vytvořit zakřivené magnetické pole v celé této kulové slupce tak, jak je to znázorněno na obr. 22 b). Do tohoto magnetického



Obrázek 22: Schéma fúzoru s odděleným tlakem; a) vodorovný řez v polovině, pohled shora na vinutí drátů a magnetické pole, b) pohled z boku, vertikální řez polovinou

pole by z dolní (příp. horní) části kulové slupky byly vstřelovány elektronové svazky, které by se pohybovaly podél magnetických siločar a ionizovaly tamní řídký plyn. Stěny kulové slupky by měly kladný potenciál a elektronové svazky by se chovaly jako katody. V okolí elektronových svazků by se tedy vytvořilo plazma, které by bylo (stejně jako elektrony) udržováno také magneticky. Ionty by byly extrahovány přes malé otvory ve vnitřní kulové slupce pomocí extrakční urychlovací mřížky uvnitř fúzoru (viz. obr. 23).



Obrázek 23: Schematický pohled na extrakci iontů ve fúzoru s odd. tlakem; ve vnitřní slupce jsou otvory, kterými je přes mřížku extrahován iontový proud

Aby byl zpřístupněn vnitřek fúzoru, bude se kulová slupka skládat ze dvou téměř půlkulových slupek. Magnetické pole by bylo obstaráno vinutím drátů

kolem obou těchto půlkulových slupek. V místě jejich spoje bude vhodným kovem uzavřen magnetický obvod tak, aby bylo zbytkové magnetické pole uvnitř fúzoru pokud možno minimální. Tato spojovací kružnice zároveň vytvoří místo pro potřebné otvory (pro vývěvu, pro sondy, přívody napětí apod.). Nebude tedy dosažena úplná kulová symetrie, ale ta koneckonců kvůli neideálním mřížkám nevzniká ani v normálních fúzorech. Důležité je zachovat stejný počet vinutí u vnitřní i u vnější slupky, navíc se musí dráty cívky ve vnitřní slupce rozhrnout v místech extrakčních otvorů. Toto nejen komplikuje konstrukci takového zdroje, ale také ovlivňuje tvar magnetického pole, kde jsou nehomogenity nežádoucí.

5.4.2 Urychlovací proces ve fúzoru s oddělených tlakem

Abychom docílili co největší hustoty iontů ve fúzoru, je zapotřebí extrahovat z plazmatu co nejvyšší proudy iontů. Limit pro extrakci určuje Child-Langmuirův zákon

$$J_p = \frac{4}{9} \sqrt{\left(\frac{2e}{M}\right) \epsilon_0 (\Delta V)^{3/2}}, \quad (50)$$

kde J_p je hustota proudu, e náboj elektronu, M hmotnost iontu, ΔV potenciální rozdíl mezi elektrodou a plazmatem a d je vzdálenost extrakční elektrody od hranice plazmatu. Tato rovnice platí pro rovinný případ, tzv. rovinnou diodu. V našem případě by se použil Child-Langmuirův zákon pro kulové plochy. Nicméně při malých vzdálenostech dvou kulových elektrod (s malým zakřivením) lze tyto elektrody aproximovat rovinnou diodou. Princip je tedy stejný: musíme umístit extrakční mřížku co nejbližší vnitřní kulové slupce a použít dostatečné napětí, poté ze znalosti rozměrů extrakčních otvorů a z jejich počtu můžeme odhadnout maximální možný proud iontů.

Fakt, že musíme extrakční mřížku nastavit na vyšší napětí, komplikuje případnou recirkulaci iontů ve fúzoru. Katodu na vysokém záporném potenciálu volíme menší, aby pokud možno co nejdéle fokusovala ionty do středu. Ionty, které do průletového (a srážkového) prostoru vletnou z kulového zdroje, již budou mít počáteční nenulovou energii a při jednom průletu budou buď zachyceny na extrakční mřížce, nebo dokonce vletnou do zdi – tedy vnitřní slupky iontového zdroje. Abychom docílili recirkulace iontů, můžeme průběžně snižovat potenciál na centrální katodě, a to tak rychle, aby při době jednoho průletu iontu fúzorem vzrostlo napětí natolik, aby nemohl iont narazit na extrakční mřížku. Tohoto režimu můžeme dosáhnout dvěma způsoby: buď budeme snižovat napětí na katodě, nebo budeme zvedat napětí na extrakční mřížce, až docílíme závěrného směru extrakce. V tomto případě vlastně plynule snížíme proud iontů ze zdroje na nulu a po krátkou dobu (dokud se nepohlí všechny ionty katodou či zbytkovým plynem) necháme fúzor “naplněn”. Jelikož není možné neustále zvyšovat napětí, zvolila by se nejspíše kombinace těchto přístupů, nejprve by se tedy snižovalo záporné napětí na katodě a poté by se uzavřel přívod iontů, aby se příliš nepoškozovaly (neodprašovaly) stěny fúzoru. V případě, že se podaří účinně oddělit tlak zdrojové části od té srážecí, vznikne volbou vhodného napěťového obvodu částečně pulsní provoz s vysokou recirkulací iontů.

6 Závěr

Tato práce shrnuje základní poznatky iontové optiky a podává přehled o neutronových zdrojích. Tyto znalosti mě vedly k volbě konkrétního neutronového zdroje, který je popsán v kapitole 5.

Navrhovaný zdroj neutronů pracuje na principu jaderné fúze urychlených deuterionů. K fokusaci iontů dochází již vlastní volbou geometrie neutronového zdroje, tzv. fúzoru. Ač se v počátečních úvahách jevil koncept elektrostatického dostředného urychlení iontů ve fúzoru jako velmi výhodný způsob generace neutronů, ukázalo se, že má tento přístup mnoho nevýhod a nenaplnuje naše původní očekávání, co se týče tvorby neutronů, jelikož se ukázalo, že nejvyšších neutronových výtěžků se nedosahuje dobrou fokusací, ale spíše optimalizací nejaderných procesů při vyšších tlacích.

Na konci práce byl uveden schématický návrh zařízení, které by odstranilo některé nevýhody dnešních fúzorů, nicméně vzhledem ke složitosti jeho konstrukce se zdá být jeho realizace nepravděpodobná. I přesto mi připadá konstrukce klasického fúzoru na FJFI výhodná, a to hlavně kvůli případné variabilitě tohoto zařízení a jeho využití pro studium v různých oborech fyziky. Ve fúzoru lze studovat chování plazmatu při různých tlacích, lze jej použít ke studijním účelům v neutronové fyzice a v neposlední řadě by studium vlastností fúzoru mohlo přinést mnoho užitečné experimentální praxe pro studenty všech kateder na FJFI.

Poděkování

Rád bych poděkoval vedoucímu práce, panu doc. Petráčkovi, za vytrvalé poskytování užitečných rad a podnětů, které mi pomohly utvořit obsah a formu této práce. Zvláště pak děkuji panu prof. Králi, jenž mě zasvětil do vyjímečně zajímavé fyziky iontových svazků, kterou bych se i nadále rád zabýval. Jsem mu velmi vděčný za jeho odborné a zkušené rady a čas, který mi věnoval.

Rád bych také poděkoval Ireně Krasnické a Johaně Borovanské za pomoc při jazykové korektuře textu.

Reference

- [1] Francis F. Chen, *Úvod do fyziky Plazmatu*. Akademia, Praha, 1984
- [2] Evaluated Nuclear Data File (ENDF).
<http://www-nds.iaea.org:8080/exfor/endl00.htm>
- [3] Stanley Humphries, Jr. *Charged Particle Beams*. John Wiley and Sons, New York, 1990
- [4] A. Septier, ed. *Applied Charged Particle Optics, Part A*. Academic Press, New York, 1980
- [5] A. Septier, ed. *Focusing of Charged Particles, Volume I*. Academic Press, New York, 1967
- [6] A. Septier, ed. *Focusing of Charged Particles, Volume II*. Academic Press, New York, 1967
- [7] L. Vályi, *Atom and Ion Sources*. Akadémiai Kiadó, Budapest, 1977
- [8] N. Pichoff, *Transverse Beam Dynamics in Accelerators*. Joint University Accelerator School, 2004
- [9] J. Král, *Technika a aplikace iontových svazků*. FJFI-ČVUT (přednáška), Praha, 2006
- [10] L. Frank, J. Král, ed. *Metody analýzy povrchů, iontové, sondové a speciální metody*. Akademia, Praha 2002
- [11] D.W. Kerst, R. Serber, *Phys. Rev.* **60**, 93.
- [12] <http://neutrons.ornl.gov>
- [13] <http://www.ill.fr>
- [14] <http://www.physik.uni-kiel.de/kfn/infos/Neutronenquellen>
- [15] A. Kugler, *Tríšťivé reakce jako intenzivní zdroj neutronů pro ADTT*.
<http://hp.ujf.cas.cz/ionty/adtta>
- [16] <http://neutron-www.kek.jp>
- [17] *SNS Parameters List*. Oak Ridge National Laboratory, 2005
- [18] *Spallation Neutron Source Project Completion Report*. Oak Ridge National Laboratory, 2006
- [19] L.A. Charlton, J.M. Barnes, J.O. Johnson, and T.A. Gabriel, *Neutronic Design Studies for the Spallation Neutron Source (SNS)*. Oak Ridge National Laboratory, 2001 (www.ornl.gov/webworks/cppr/y2001/pres/)
- [20] Kenneth S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, Toronto, 1988
- [21] D.L. Chichester, J.D. Simpson, *Compact Accelerator Neutron Generators*. The Industrial Physicist, Vol. 9, Issue 6

- [22] http://www.thermo.com/com/cda/resources/resources_detail/1,,11801,00.html
- [23] J.Reichardt, J.T.Mihalcz, R.B.Oberer, L.G.Chiang a J.K.Mattingly, *Small, Portable, Lightweight DT Neutron Generator for Use with NMIS* www1.y12.doe.gov/search/library/documents/pdf/y1b-16078.pdf
- [24] <http://www.lbl.gov/Tech-Transfer/techs/lbn11764.html>
- [25] L. Eckertová a kol., *Fyzikální elektronika pevných látek*. UK, Praha, 1992
- [26] Philo T. Farnsworth, *Electric Discharge Device for Producing Interactions Between Nuclei*. Patent No. 3258402, United States Patent Office, 1966
- [27] Philo T. Farnsworth, *Method and Apparatus for Producing Nuclear-Fusion Reactions*. Patent No. 3386883, United States Patent Office, 1968
- [28] Robert L. Hirsch, *Apparatus for Generating Fusion Reactions*. Patent No. 3530497, United States Patent Office, 1970
- [29] <http://fti.neep.wisc.edu/iec/ftsites1.htm>
- [30] T.A. Thorson *et al.*, *Convergence, electrostatic potential, and density measurements in a spherically convergent ion focus*. Phys. Plasmas, Vol. 4, No. 1, 1997
- [31] T.A. Thorson *et al.*, *Fusion Reactivity Characterization of a Spherically Convergent Ion Focus*. Nuclear Fusion, Vol. 38, No. 4, 1998
- [32] Kiyoshi Yoshikawa *et al.*, *Current status of IEC (Inertial Electrostatic Confinement) Fusion Neutron/Proton Source Study* wwwsoc.nii.ac.jp/aesj/division/fusion/aesjnt/Yoshikawa.pdf
- [33] R.P. Ashley *et al.*, *Experimental Progress in 2003 of the UW IEC Facility*. <http://fti.neep.wisc.edu/iec/presentations.htm>
- [34] R.P. Ashley, *et al.*, *Steady-State D-³He Proton Production in an IEC Fusion Device*. Fusion Technology, 39 (2001) 546
- [35] K.M. Subramanian, *Diagnostic Study of Steady State Advanced Fuel (D-D and D-3He) Fusion in an IEC Device*. PhD. thesis, Fusion Technology Institute, University of Wisconsin, 2004
- [36] J. Groszkowski, *Technika vysokého vakua*. SNTL, Praha 1981