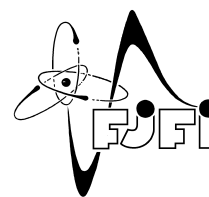




ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V  
PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ  
KATEDRA FYZIKY



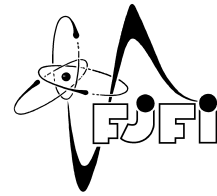
# Studium zachycení Rydbergovských atomů a manipulace s nimi pomocí magnetických polí

## Výzkumný úkol

Autor: **Bc. Alena Zemanová**  
Vedoucí práce: **doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.**  
Akademický rok: 2017/2018



CZECH TECHNICAL UNIVERSITY IN  
PRAGUE  
FACULTY OF NUCLEAR SCIENCES AND PHYSICAL  
ENGINEERING  
DEPARTMENT OF PHYSICS



# Study of Rydberg atom trapping and manipulation using magnetic fields

## Research Project

Author: **Bc. Alena Zemanová**  
Supervisor: **doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.**  
Academic year: 2017/2018

### *Čestné prohlášení:*

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW, atd.) uvedené v příloženém 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

Alena Zemanová

*Název práce:*

**Studium zachycení Rydbergovských atomů a manipulace s nimi pomocí magnetických polí**

*Autor:* Bc. Alena Zemanová

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* Výzkumný úkol

*Vedoucí práce:* doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

*Abstrakt:* První část této práce se věnuje experimentu AEgIS, jež plánuje historicky první přímé změření gravitačního působení na antihmotu a poté spektroskopické měření na antivodíku. Nyní se však tento experiment zabývá samotnou výrobou antivodíku pomocí nábojové výměny mezi antiprotony a Rydbergovským pozitroniem. V prvních třech kapitolách této práce je nejprve popsán princip experimentu a je nastíněna jeho budoucnost, poté je rozebrána centrální aparatura a také část experimentu, která se věnuje pozitronům a pozitroniu. V této části jsou představeny výsledky, kterých experiment již dosáhl. Druhá část práce se věnuje vlastnostem Rydbergovských atomů v externím poli s důrazem na vodíku podobné atomy. Cílem této části práce je studium pohybu antivodíkových atomů, které vychází z pohybových rovnic, jejichž odvození je nastíněno v průběhu práce. Trajektorie pohybu atomů v různých polích jsou vykresleny v závěrečné kapitole práce.

*Klíčová slova:* Antihmota, antiprotonový decelerátor, antivodík, experiment AEgIS, pozitronium, Rydbergovy atomy

*Title:*

**Study of Rydberg atom trapping and manipulation using magnetic fields**

*Author:* Bc. Alena Zemanová

*Abstract:* The first part of this work is dedicated to the AEGIS experiment and its goal as the historically first experiment to directly measure the influence of Earth's gravitation field on antimatter and then antihydrogen spectroscopy. Current aim of the experiment is antihydrogen production with a new pulsed scheme based on a charge-exchange reaction between antiprotons and Rydberg positronium. In the first chapter the main principle of the experiment is presented and the future plans are outlined. Next chapter is dedicated to the positron line and work with the positronium, some results obtained with positrons are shown. Second part of this work is dedicated to properties of Rydberg atoms in external fields primarily for hydrogen-like atoms. The main aim of this part of the work is to study manipulation of antihydrogen atoms using magnetic field resulting from antihydrogen dynamics. Trajectories with different configuration of the field are shown in the last chapter of this work.

*Key words:* Antimatter, antiproton decelerator, antihydrogen, experiment AEGIS, positronium, Rydberg atoms

### *Poděkování:*

Chtěla bych zde poděkovat především svému školiteli doc. RNDr. Vojtěchu Petráčkovi, CSc. za trpělivost, ochotu a vstřícnost, kterou prokazoval po celou dobu vytváření této práce. Dále bych chtěla poděkovat všem, díky kterým mohla být tato práce napsána, především týmu experimentu AEgIS, se kterým jsem měla tu čest pracovat během směn, kterých jsem se účastnila.

V neposlední řadě bych chtěla poděkovat svým rodičům za zázemí, které mi poskytli a nemalou finanční i psychickou podporu během celého mého studia.

# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>10</b>
<b>I Experiment AEgIS</b>	<b>12</b>
<b>1 Experiment AEgIS</b>	<b>13</b>
1.1 Obecné informace o experimentu . . . . .	13
1.2 Princip měření a aparatura experimentu . . . . .	14
1.3 Budoucnost experimentu AEgIS . . . . .	16
<b>2 Aparatura experimentu</b>	<b>17</b>
2.1 Penningova past . . . . .	17
2.2 Malmbergova past . . . . .	18
2.3 Systém pastí experimentu AEgIS . . . . .	19
2.3.1 5 T past . . . . .	20
2.3.2 1 T past . . . . .	21
2.4 Produkce antivodíku . . . . .	22
<b>3 Práce s pozitrony</b>	<b>25</b>
3.1 Pozitrony . . . . .	25
3.1.1 Surkova past . . . . .	26
3.1.2 Akumulátor . . . . .	27
3.1.3 Terčíková komora . . . . .	29
3.2 Pozitronium . . . . .	30
3.2.1 Vznik pozitronia . . . . .	31
3.2.2 Excitace pozitronia . . . . .	32

<b>II</b>	<b>Manipulace s Rydbergovými atomy</b>	<b>35</b>
<b>4</b>	<b>Rydbergovy atomy</b>	<b>36</b>
4.1	Rydbergovy atomy bez vnějšího působení . . . . .	37
4.2	Rydbergovy atomy ve vnějším poli . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Pohybová rovnice antivodíku v externích polích</b>	<b>41</b>
5.1	Pohybová rovnice při zanedbání spinu . . . . .	41
5.2	Pohybová rovnice se spinem pozitronu . . . . .	43
<b>6</b>	<b>Simulace letu antivodíku v magnetických polích</b>	<b>45</b>
6.1	Konfigurace pole . . . . .	45
6.2	Simulace letu antivodíkových atomů v magnetickém poli . . . . .	47
	<b>Závěr</b>	<b>57</b>



# Úvod

Existence antihmoty byla předpovězena Paulem Diracem v roce 1927, kdy formuloval svou rovnici, která má dvě řešení - stavy nejen s kladnou energií, ale také s negativní energií a také s negativní amplitudou pravděpodobnosti. Z tohoto modelu Dirac usoudil, že každá částice má svoji antičástici.

Přestože se Diracova teorie zdála zpočátku nereálná, k potvrzenému objevu pozitronu došlo v roce 1932 americkým fyzikem Carlem Davidem Andersonem ve fotografických emulzích ozářených kosmickými paprsky. Výsledky pozorování byly potvrzeny o rok později fyziky Occhialinin a Blacketem a existence antičástic byla tedy oficiálně uznána. Za tento objev získal Anderson s Victorem Hessem v roce 1936 Nobelovu cenu.

Na dlouhé další roky bylo kosmické záření jediným zdrojem těžkých nabitých částic. Jako další antičástici hledali částicoví fyzikové antiproton, který je ovšem mnohem těžší než pozitron a jeho objev byl experimentálně potvrzen až po 22 letech.

Všechny známé elementární částice mají své antičásticové protějšky, kromě fotonu a mezonů  $\pi^+$  a  $\eta^0$ , které jsou sami sobě antičásticí.

Od konce minulého století se rozvinulo několik experimentů s antičásticemi, jejichž cílem je experimentální otestování teorie QED, CPT (Charge, Parity and Time Reversal) teorému a také principu slabé ekvivalence (WEP - Weak Equivalence Principle). Tento princip tvrdí, že každé těleso v gravitačním poli podstupuje stejné zrychlení, nehlédě na jeho vnitřní strukturu. Pro hmotu byl tento princip ověřen již několika experimenty s přesností až  $10^{-13}$ . Pro antihmotu se však zatím zakládá pouze na teoretických předpokladech a nepřímých měření. V současné době se několik experimentů zaměřuje na přímé změření a potvrzení WEP pro antihmotu. Největší výzkumné středisko pro antihmotu se nachází v decelerátorové hale ve středisku CERN na pomezí Švýcarska a Francie.

**První část** této práce je věnována experimentu AEGIS, na kterém spolupracuje kolaborace na naší fakultě. V **první kapitole** je tento experiment obecně představen a v poslední části této kapitoly je nastíněna budoucnost tohoto experimentu. **Druhá kapitola** se zaměřuje na centrální aparaturu experimentu a zvláštní důraz je kladen především na systém pastí. **Třetí kapitola** se

věnuje popisu práce s pozitrony a také jsou představeny výsledky, které experiment s pozitrony dosáhl.

**Druhá část** práce se věnuje manipulaci s Rydbergovými atomy. Ve **čtvrté kapitole** je zaveden pojem Rydbergův atom a některé jeho vlastnosti mimo externí pole i v přítomnosti vnějších polí. V **páté kapitole** je nastíněno odvození pohybové rovnice pro antivodíkové atomy a v poslední, **šesté kapitole** jsou vykresleny a vyhodnoceny simulace, které vycházejí z těchto rovnic.

# **Část I**

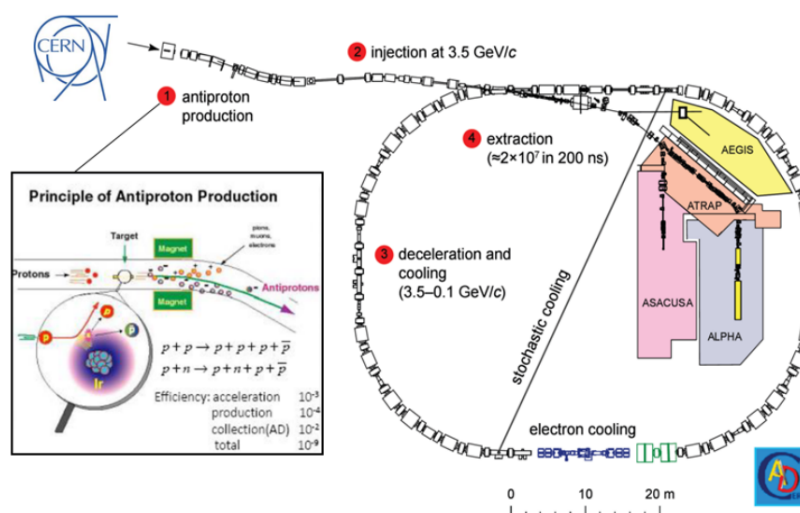
## **Experiment AEgIS**

# Kapitola 1

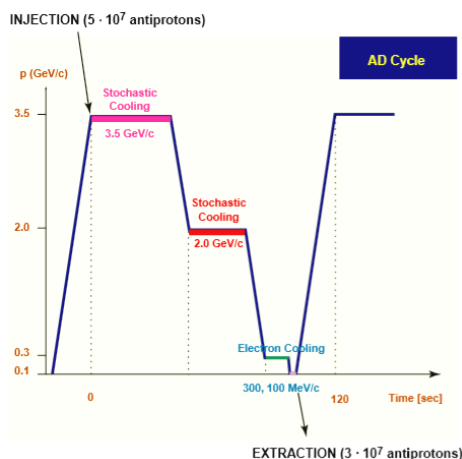
## Experiment AEGIS

### 1.1 Obecné informace o experimentu

Experiment AEGIS je momentálně jedním z pěti experimentů, které se nacházejí v hale anti-protonového decelerátoru (AD) v CERNU (Evropská organizace pro jaderný výzkum). Anti-protonový decelerátor je v současné době jediným zdrojem chladných antiprotonů na světě. Antiprotony jsou produkovány kolizemi protonového svazku o energii 26 GeV z protonového synchrotronu (PS) s pevným iridiovým terčem. Poté jsou uskladněny v úložném prstenci a zchlazeny pomocí stochastického a elektronového chlazení. Pokud je AD aktivní, produkuje okolo  $3 \cdot 10^7$  antiprotonů zhruba každých 110 s do vybraného experimentu. Schéma AD a jeho chladicí cyklus můžeme vidět na Obr. 1.1 a 1.2.



Obr. 1.1: Vlevo: Ukázka umístění experimentu AEGIS uvnitř okruhu anti-protonového decelerátoru (AD). Ve výřezu můžeme vidět princip tvorby antivodíku. [1]



Obr. 1.2: Cyklus chlazení AD. [1]

Prvotním cílem experimentu je přímo změřit působení svislého gravitačního zrychlení  $g$  na atomy antivodíku  $\bar{H}$  s přesností 1%. Toto měření by mělo být reprodukováno pomocí Moirého deflektometrů, což je klasický protějšek k vlnovému interferometru a mělo by být prvním přímým změřením působení gravitace na antihmotu.

Druhotným cílem experimentu je spektroskopické měření na letícím antivodíku a to především využitím velmi chladného svazku. Všechna tato měření by měla vést k potvrzení principu slabé ekvivalence pro antihmotu.

## 1.2 Princip měření a aparatura experimentu

Samotný průběh experimentu se skládá ze sedmi základních kroků:

1. Zachycení antiprotonů z antiprotonového decelerátoru (AD) v Penningově pasti, po němž následuje elektronové chlazení;
2. Produkce pozitronů  $e^+$  pomocí Beta-rozpadu z  $^{22}\text{Na}$  zdroje;
3. Produkce pozitronia  $\text{Ps}$ ;
4. Excitace  $\text{Ps}$  do Rydbergova stavu s  $n \simeq 25 - 35$ ;
5. Rekombinace  $\bar{H}$  pomocí nábojové výměny mezi Rydbergovským  $\text{Ps}$  a chladnými antiprotony



6. Formace svazku  $\bar{H}$  pomocí urychlení Starkovým polem;

### 7. Měření svislého gravitačního zrychlení $g$ ;

Výhoda celého experimentu spočívá v tom, že jednotlivé kroky nejsou na sobě závislé, mohou tedy probíhat nezávisle. Na druhou stranu, pro správné fungování experimentu je třeba tyto kroky co nejlépe propojit.

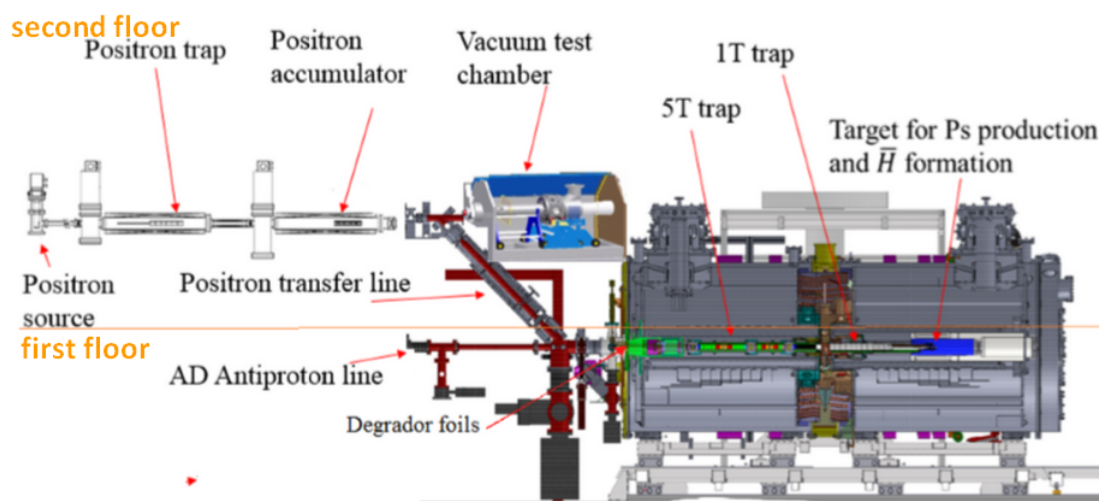
Nutno podotknout, že tyto kroky jsou pouze schematickým návrhem toho, čeho chce experiment během svého působení docílit. V současné době se kolaborace zabývá vznikem  $\bar{H}$ . Využití formace svazku je plánováno na rok 2019 a samotné měření gravitačního zrychlení kolem roku 2022.

Jak můžeme vidět na Obr. 1.3, základní aparatura experimentu se skládá z několika částí a ty jsou vystavěny ve dvou patrech.

Ve druhém, horním patře se nachází pozitronová aparatura a komora, ve které mohou probíhat měření s pozitrony bez přítomnosti magnetického pole.

Z druhého patra vede transportní linka pro pozitrony do patra prvního, kde se nachází antiprotonový systém. Antiprotony jsou sem nejprve přivedeny z AD a poté i s pozitrony transportovány do systému 5 T a 1 T magnetů, ve kterých se nachází Penning-Malmbergovy pasti, MCP a sady scintilátorů. V tomto patře se také budou nacházet Moirého deflektometry, které budou zásadní pro určování gravitačního zrychlení, ovšem v této fázi experimentu zatím nejsou instalovány.

Jednotlivým částem aparatury se budu věnovat v následujících kapitolách.



Obr. 1.3: Schéma aparatury experimentu. [8].

### 1.3 Budoucnost experimentu AEgIS

Vzhledem k tomu, že se experimenty v antivodíkové hale v CERNu rozmáhají, byl postaven nový, výkonnější decelerátor, ELENA (Extra Low Energy Antiproton Ring). Tento kompaktní prstenec je komponován tak, aby zajistil další zpomalení antiprotonů, které přicházejí z AD. Vzhledem k tomu, že v současné době je mnoho antiprotonů během chlazení ztraceno, ELENA je navržena tak, aby se zvýšil počet zachycených antiprotonů díky významnému zvýšení hustoty fáze prostoru. Takto by se dalo očekávat až desetinásobné zvýšení efektivity zachycování a zlepšení výsledků některých experimentů až o dva řády. Vzhledem k tomu, že má ELENA obvod pouze 30 metrů, bylo možné ji umístit přímo v hale, ve které jsou umístěny experimenty. První studie, která navrhovala výstavbu nového decelerátoru byla vydána v roce 2007, ovšem výstavba ELENY byla převážně z finančních důvodů započata až v minulém roce. V současné době zde probíhají zkušební měření a plánované připojení k šesti experimentům, tedy AEgIS (Antihydrogen Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy), ALPHA (Antihydrogen Laser PHysics Apparatus), ASACUSA (Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons), ATRAP (Antihydrogen TRAP), GBAR (Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest), BASE (Baryon Antibaryon Symmetry Experiment) se plánuje během velké odstávky AD v letech 2019-2020.

Během této odstávky také dojde k přestěhování experimentu AEgIS na nové místo v AD hale. Důvodem tohoto přesunu je především získání většího prostoru v okolí experimentu, a tedy snazší manipulaci s ním. Další výhodou většího prostoru je, že bude možné postavit pevné patro, na kterém bude umístěn celý laserový systém experimentu a bude ho tedy možné vylepšit. Po tomto přesunu bude experiment připojen k decelerátoru ELENA.

# Kapitola 2

## Aparatura experimentu

### 2.1 Penningova past

Klasická Penningova past na nabité částice pracuje na principu superpozice magnetického pole (zajišťuje radiální zachycení svazku) a elektrického pole (axiální zachycení svazku). Ideální elektrostatický potenciál takové pasti je kvadratický, a sice:

$$\phi(x, y, z) = \frac{V_0}{2d^2} \left( z^2 - \frac{x^2}{2} - \frac{y^2}{2} \right), \quad (2.1)$$

kde  $V_0$  a  $d$  jsou konstanty, přičemž  $V_0$  je rozdíl mezi potenciálem na centrální elektrodě (ring) a krajních elektrodách (end-cap) a  $d$  je charakteristický rozměr pasti. Magnetické pole  $\vec{B}$  je aplikováno v axiálním směru  $z$ . [8]

Aby se tohoto potenciálu docílilo, je past tvořena pomocí tří elektrod, které můžeme vidět na Obr. 2.1 vpravo.

V tomto typu pasti je pohyb částic harmonický, frekvence axiální oscilace je nezávislá na energii částic a může být ovlivněna napětím  $V_0$

$$\omega_z \equiv \sqrt{\frac{qV_0}{md^2}}, \quad (2.2)$$

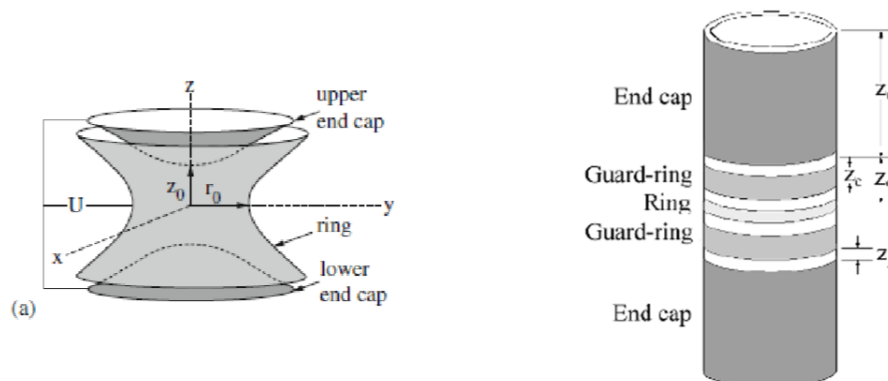
kde  $q$  a  $m$  je náboj, resp. hmotnost zachycené částice. [13]

Hyperbolický tvar pasti má však několik nevýhod, například výroba tohoto tvaru elektrody je náročná, nebo může nastat problém při injekci částic ze zdroje, kdy je třeba elektrody otevřít a tím dojde k narušení vnitřního elektrického pole.

Aby se předešlo těmto problémům, je lepší využít cylindrický tvar elektrod a tedy i pasti. Bylo zjištěno, že taková struktura má v malé oblasti kolem svého středu potřebný potenciál (2.1) a při této konfiguraci nevzniká problém se vstříkáváním částic. Nejprve se tyto pasti skládaly



stejně jako hyperbolické typy ze tří elektrod, později se ale zjistilo, že je možná konfigurace se dvěma tzv. ochrannými nebo korekčními kroužky, které vylepší harmonii uprostřed pasti, a tedy se docílilo konečného počtu pěti elektrod. Schéma této pasti můžeme vidět na Obr. 2.1 vpravo.



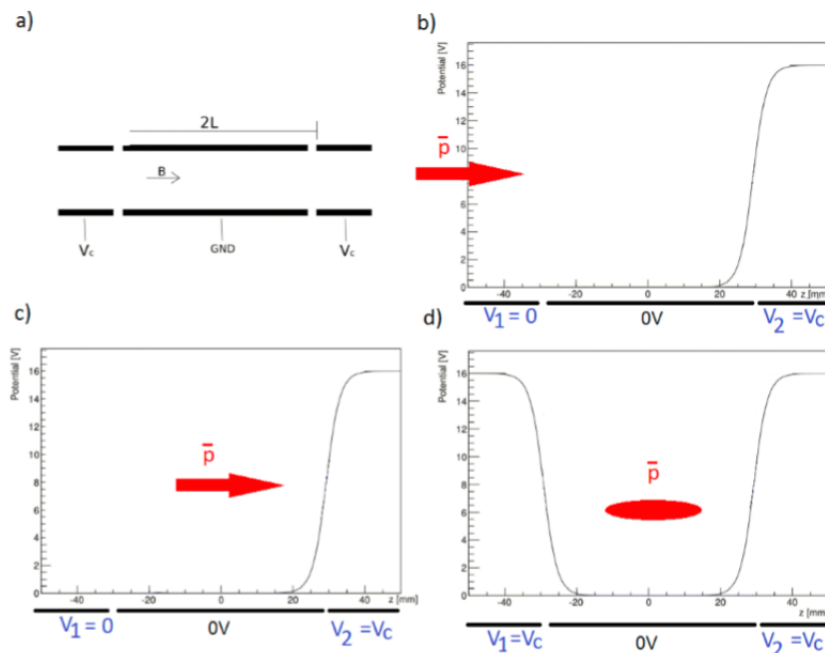
Obr. 2.1: Schéma dvou typů Penningovy pasti. Vlevo hyperbolický tvar a vpravo cylindrický tvar elektrod. [13]

## 2.2 Malmbergova past

Další konfigurací pasti, která je používána především pro zachycení elektronového plazmatu je zjednodušená verze Penningovy pasti, tzv. Malmbergova past. Tato past využívá čtvercového (plochého potenciálu), který je vytvořen pomocí několika soustředných válcových elektrod. Schéma elektrod v tomto typu pasti můžeme vidět na Obr. 2.2a). Centrální elektroda je uzemněna a koncové elektrody jsou připojeny k napětí  $V_c$ . Obvykle platí, že je past delší než širší, což znamená, že délka pasti od středu ke konci elektrody je větší, než poloměr elektrod.

Výhodou tohoto typu pasti je snadné zavádění částic pomocí změny potenciálu na krajních elektrodách (viz Obr. 2.2). Pro naplnění pasti částicemi se uzemní první elektroda (b), zatímco druhá krajní elektroda je nastavena na napětí  $V_c = 9\text{kV}$ . Poté, co dorazí antiprotony do vnitřní elektrody (c), zvedne se napětí na první elektrodě na  $V_c$  a tím dojde k uvěznění částic (d).

Pohyb částic v Malmbergově pasti se podstatně liší od pohybu v Penningově pasti, protože částice téměř necítí elektrické pole (kromě okrajových částí pasti). Částice tedy pouze cyklotronově oscilují v magnetickém poli a odrážejí se mezi krajními elektrodami.

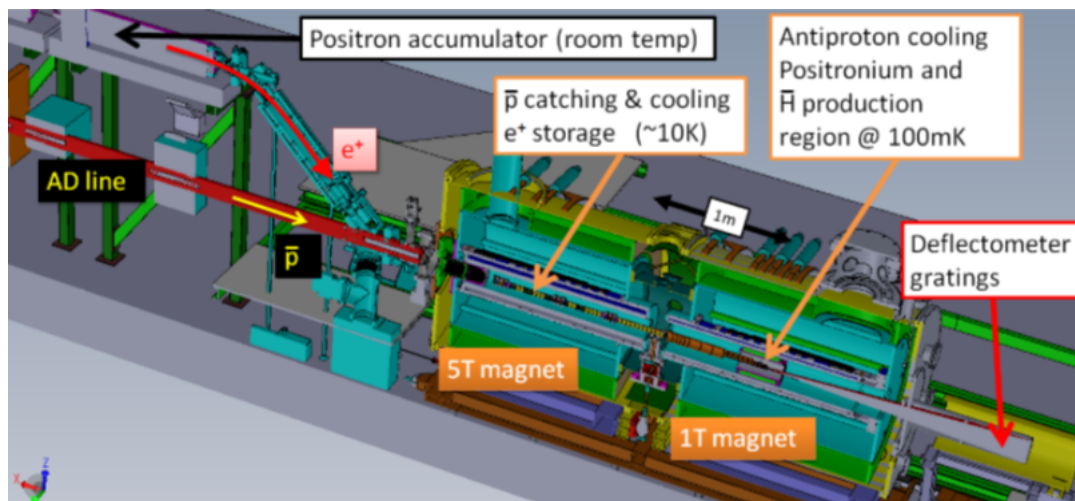


Obr. 2.2: Schéma elektrod v Penning-Malmbergově pasti (a) a princip plnění a zachycení anti-protonů (b,c,d). [8]

## 2.3 Systém pastí experimentu AEGIS

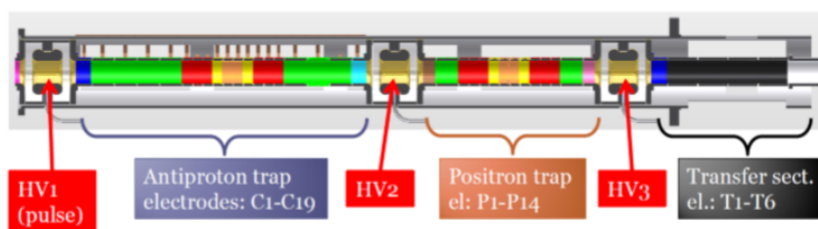
Pasti v experimentu AEGIS jsou realizovány pomocí tzv. Multi-Ring Trap Geometry, což jsou Penning-Malmbergovy pasti rozdělené do mnoha cylindrických elektrod o stejné délce. Výhodou této konfigurace je fakt, že se může nastavit jak harmonický potenciál pro Penningovu past, tak čtvercová potenciálová jáma pro Malmbergovu past. Také je možné posouvat oblasti potenciálového minima a tedy i polohy uchovávaných částic pomocí různého nastavení napětí na jednotlivých elektrodách.

Schéma pastí a jejich funkce v experimentu můžeme vidět na Obr. 2.3. Jak je již zmíněno výše, experiment pracuje se dvěma základními pastmi. Z obrázku je patrné, že první z nich pracuje s magnetickou indukcí o velikosti 5 T, teplota jejího okolí je udržována zhruba na 10 K a jejím základním účelem je zachycení a chlazení antiprotonů a také uskladnění pozitronů pro jejich další použití. Druhá past o velikosti 1 T je chlazená na 100 mK a slouží k dalšímu chlazení antiprotonů, k formaci pozitronia a následně i k tvorbě samotného antivodíku.



Obr. 2.3: Pohled na systém pastí v experimentu a jejich funkci, která je stručně popsána výše. "Deflectometer gratings" odkazuje na budoucí umístění deflektometrů, které jsou určeny pro měření grav. zrychlení. [13]

### 2.3.1 5 T past



Obr. 2.4: Schéma oblasti 5 T pasti. HV1, HV2 a HV3 jsou vysokonapěťové elektrody, "antiproton trap" je antiprotonová past, "positron trap" je positronová past a "transfer region" je oblast, ve které dochází k přesunu do oblasti 1 T pasti. [13]

První, 5 T past se skládá z 1 m dlouhého souboru elektrod s vnitřním poloměrem  $r_0 = 15\text{mm}$ . Na Obr. 2.4 můžeme vidět náčrt této oblasti, kde se uplatňují tři typy elektrod:

- standardní pozlacené hliníkové elektrody s nízkým napětím ( $\pm 200\text{ V}$ ), s délkami 13,5 mm, 30 mm a 40 mm. Tyto elektrody jsou jádrem antiprotonové pasti, positronové pasti i místa přechodu mezi oběma magnety.
- elektrody pro kompresi pomocí efektu rotující zdi, které jsou azimutálně rozděleny do 4 sektorů, přičemž každý má délku 13,5 mm. Tyto elektrody jsou umístěny v antiprotonové a positronové pasti.

- vysokonapěťové titanové elektrody, které mohou být napájeny až do  $-20$  kV pro zachycení antiprotonů a do  $+1$  kV pro zachycení pozitronů. Tyto elektrody jsou použity jako uzávěry pro jednotlivé části pasti a v Obr. 2.4 jsou označeny jako HV1, HV2 a HV3.

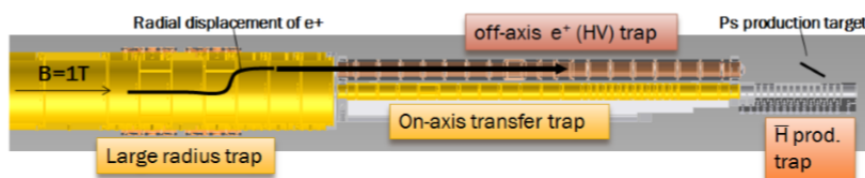
Jak je z Obr. 2.4 zřejmé, tato část pasti má tři základní úkoly a sice:

- zachycení antiprotonového svazku, jeho komprese pomocí efektu rotující zdi a elektronové chlazení. V této části se aplikuje potenciál, který je zobrazen na Obr. 2.2.
- zachycení pozitronů, jejich akumulace a komprese
- přenos částic do 1 T pasti.

### 2.3.2 1 T past

Past v oblasti 1 T magnetu je nejvíce komplexním místem v celé aparatuře experimentu AEGIS a zároveň klíčovým místem pro tvorbu antivodíku. Na Obr. 2.5 můžeme vidět, že tuto past můžeme rozdělit do několika částí:

- "large radius trap": past s velkým poloměrem ( $r_0 = 22$  mm), která slouží především jako přípravná past po zachycení částic z oblasti 5 T
- dvě pasti o poloměru  $r_0 = 5$  mm:
  - "on-axis trap": past, která zůstává v ose celého magnetu a je určena pro transport a elektronové chlazení antiprotonů
  - "off-axis trap": past, která je mimo osu magnetu, jsou do ní přivedeny pozitrony, aby se docílilo jejich zrychlení, přesunu ke konvertoru a poté vytvoření pozitronia
- " $\bar{H}$  production trap": past, ve které dochází ke střetu antiprotonů a pozitronia a tedy k výrobě antivodíku



Obr. 2.5: Schéma oblasti 1 T pasti. [13]

Celý systém pastí v experimentu je velmi komplexní a náročný a jeho detailní popis lze najít v [13].

## 2.4 Produkce antivodíku

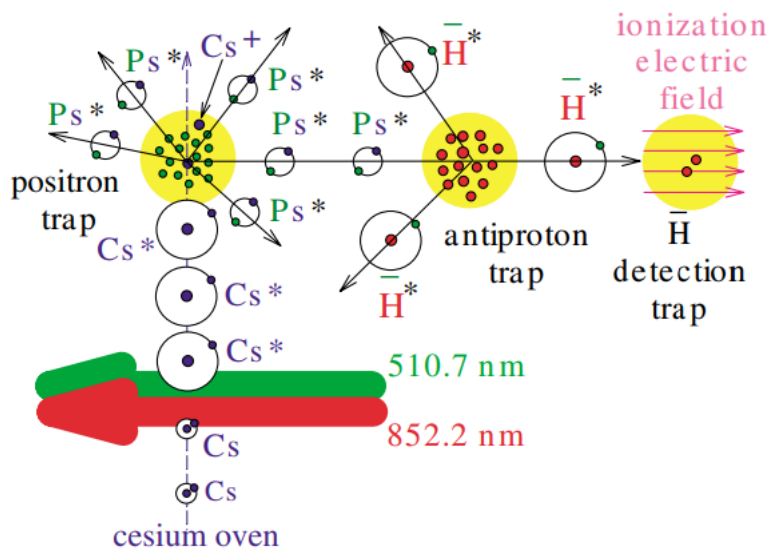
První vznik antivodíku pomocí nábojové výměny byl proveden kolaborací ATRAP a je uveden v [14]. Tento experiment použil svazek excitovaných Cs atomů a dvojnásobnou nábojovou výměnu:



Atomy Cs byly nejprve přivedeny ze zdroje a následně excitovány pomocí laserového systému. Poté tyto atomy vstoupily do pasti, kde již byl připraven pozitronový oblak a mohlo tedy dojít k reakci (2.3). Jak můžeme vidět, touto reakcí se docílí vzniku excitovaného pozitronia (Ps), které vylétá ze středu pasti. Některé z těchto excitovaných atomů prolétnou až k další pasti, kde jsou připraveny antiprotony, dochází k reakci (2.4) a tedy vzniku antivodíku. Schéma tohoto principu vzniku můžeme vidět na Obr. 2.6.

Přestože princip této výroby je pulsní, ATRAP ji používal kontinuálně po dobu asi 100 s, protože tato metoda má velmi malou výrobní účinnost.

Ze 14 detekovaných  $\bar{H}$  ATRAP odvodil vznik 100-200 atomů. [14]



Obr. 2.6: Schéma principu vzniku antivodíku v experimentu ATRAP. [14]

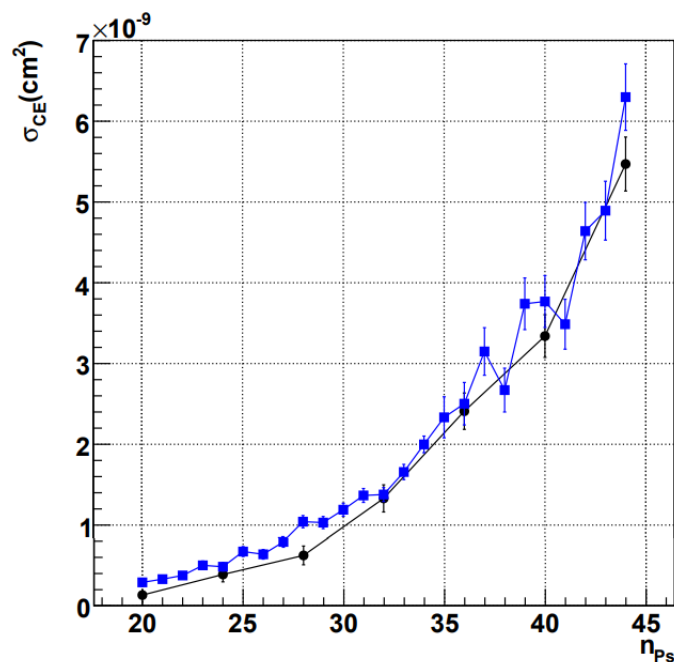
V experimentu AEGIS je však použita nová metoda pulsního vzniku antivodíku a sice tří-částicová rekombinace:



V současné době tato produkce probíhá pulsně pomocí sběru dvou cyklů AD (tedy zhruba 250 s).

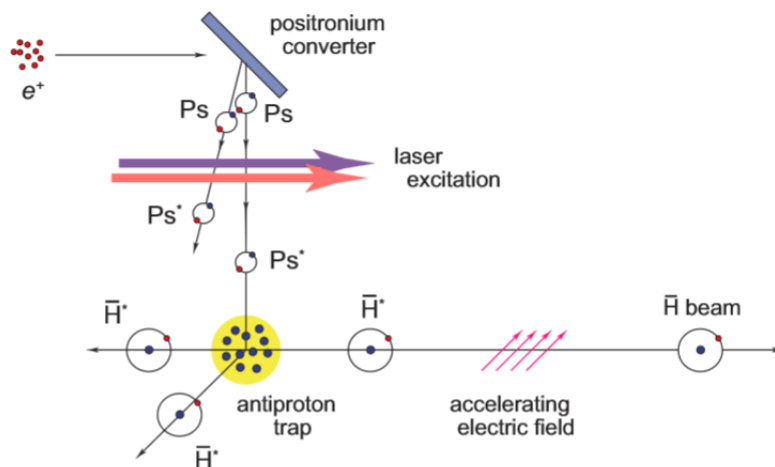
Důvody, proč je v experimentu použit právě tento princip vzniku antivodíku jsou především následující:

- velký účinný průřez reakce, který je úměrný  $a_0 n_{Ps}^4$ , kde  $a_0 = 0,05$  nm je Bohrov poloměr a  $n_{Ps}$  je hlavní kvantové číslo Ps (viz Obr. 2.7)
- antiatomy jsou produkovány v Rydbergových stavech  $s n_{\bar{H}}$ , které jsou dány vztahem  $n_{\bar{H}} = \sqrt{2} n_{Ps}$ , u kterých lze určit jejich četnost a lze tedy ovlivňovat výsledné hlavní kvantové číslo antivodíku
- výsledná teplota antivodíku je dána teplotou příchozích antiprotonů



Obr. 2.7: Závislost účinného průřezu vzniku antivodíku v závislosti na  $n_{Ps}$ . Modré čtverce odpovídají náhodně zvolenému  $l$  a černé body odpovídají  $l = 2$ , kde  $l$  je orbitální kvantové číslo Ps. [15]

Stručné schéma jednotlivých kroků produkce antivodíku můžeme vidět na Obr. 2.8. Vzniku a práci s pozitrony se věnuje část 3.1. Dalším krokem je vznik pozitronia pomocí nanoporézního terčíku a jeho následná excitace ve dvou krocích. Tomuto kroku se přesněji věnuje část 3.2.2. Rydbergovo pozitronium je poté přejde přes semi-transparentní Penningovu past a zinteraguje se zchlazenými antiprotony s teplotou 100 mK. Tento finální vznik antivodíku probíhá v oblasti 1 T pasti, která je popsána v části 2.3.2.



Obr. 2.8: Stručné schéma jednotlivých kroků experimentu [1].

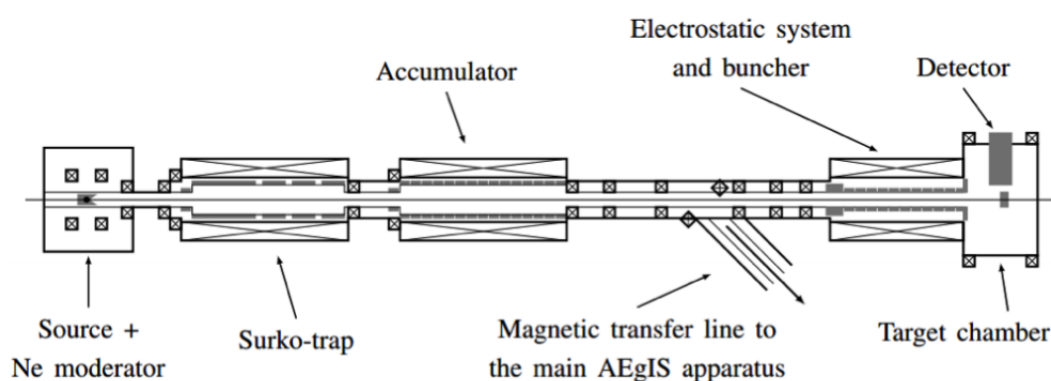
# Kapitola 3

## Práce s pozitrony

### 3.1 Pozitrony

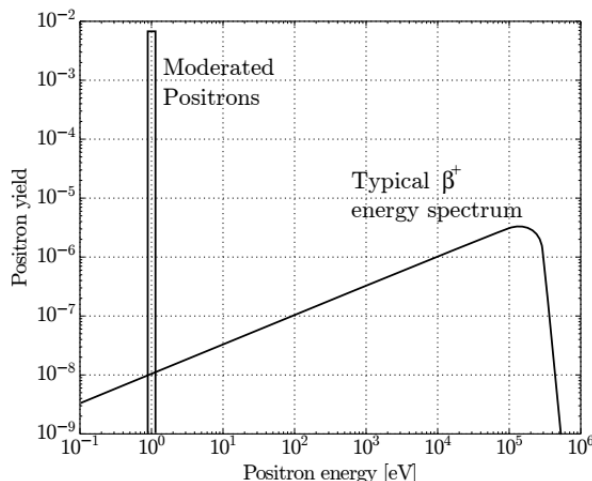
Práce s pozitrony v experimentu AEGIS probíhá naprosto nezávisle na práci s antiprotony. Schéma aparatury, která se v experimentu zabývá pozitrony můžeme vidět na Obr. 3.1. Pozitrony jsou nejprve vytvořeny pomocí beta rozpadu radioaktivního zdroje  $^{22}\text{Na}$  s poločasem rozpadu 2,6 let. V květnu roku 2011 byl instalován zdroj pro testování aparatury s aktivitou 21 mCi, avšak po poklesu jeho aktivity na 7 mCi byl v roce 2016 instalován nový zdroj s aktivitou 50 mCi, což zaručuje až čtyřikrát větší výtěžek pozitronů.

Vzhledem k tomu, že pozitrony vznikají v širokém spektru různých energiích (viz Obr. 3.2), je třeba pro snížení jejich energie na několik eV použít moderátor. V experimentu AEGIS je k tomuto účelu použita tenká vrstva neonu, který je nanesen přímo na povrch zdroje. Aby se moderátor vyvinul, do zdrojové komory se vstříkne neonový plyn a zchladí se pomocí tekutého helia na teplotu 7 K.



Obr. 3.1: Schéma aparatury, která se zabývá pozitrony. [2].





Obr. 3.2: Typické spektrum energie pozitronů z  $\beta^+$  rozpadu v porovnání se spektrem zpomalených pozitronů pomocí moderátoru. [7].

### 3.1.1 Surkova past

Kontinuální svazek pozitronů je poté veden systémem pastí, nejprve do Surkovy pasti a poté do akumulátoru, což nám umožňuje získat svazek až  $10^8$  pozitronů.

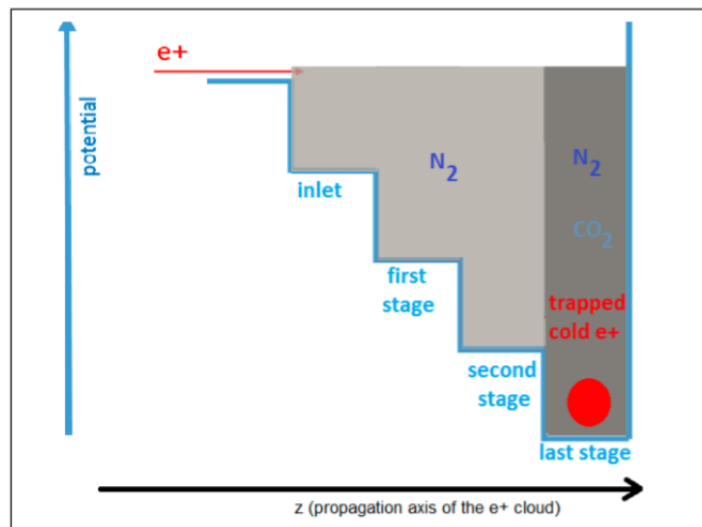
Surkova past je speciálním případem Penning-Malmbergovy pasti, která využívá vyrovnávací plyn, aby zchladila pozitrony. V této pasti je potenciál vytvořen schodovitě: každá ze tří částí má nižší potenciál a také nižší tlak vyrovnávacího plynu. Schéma takovéto pasti můžeme vidět na Obr. 3.3.

Pozitrony nejprve dorazí do první etapy, kde ztratí energii inelastickými srážkami s molekulami plynu, které jsou mnohem více pravděpodobné než anihilace, a tím se ochladí. Aby bylo toto chlazení efektivní, je třeba poměrně vysoký tlak plynu, asi  $10^{-4}$  mbar, a důsledkem toho se sníží doba životnosti pozitronů pouze na několik stovek milisekund.

Takto zchlazené pozitrony se poté propadnou do druhého stadia, odkud nemohou uniknout a zchladí se. Nakonec jsou uvězněny ve třetí, nejhlubší, potenciálové jámě ve které je poté pozitronové plazma stlačeno pomocí efektu rotující zdi (Rotating Wall - RW), což je speciální systém, který používá rotující elektrody a tím způsobí kompresi vzniklého plazmatu.

Radiálně jsou pozitrony zachyceny pomocí magnetického pole o velikosti 0,07 T a tři etapy potenciálu jsou provedeny pomocí šesti elektrod. V roce 2015, kdy byl v provozu ještě starý zdroj, poskytovala Surkova past pulsy o velikosti okolo  $3 \cdot 10^4$  pozitronů každých 0,15 s.

Jako vyrovnávací plyn je nejprve používán  $N_2$  a to v celé délce pasti, aby ochladil rychlé pozitrony a také  $CO_2$ , které je používáno pouze ve třetí fázi, a to z toho důvodu, aby se zamezilo ohřívání prostředí v důsledku použití RW.



Obr. 3.3: Schéma Surkovy pasti. Můžeme vidět tři etapy potenciálu, stejně jako použitý plyn pro chlazení a místo, kde se aplikuje RW. [8].

### 3.1.2 Akumulátor

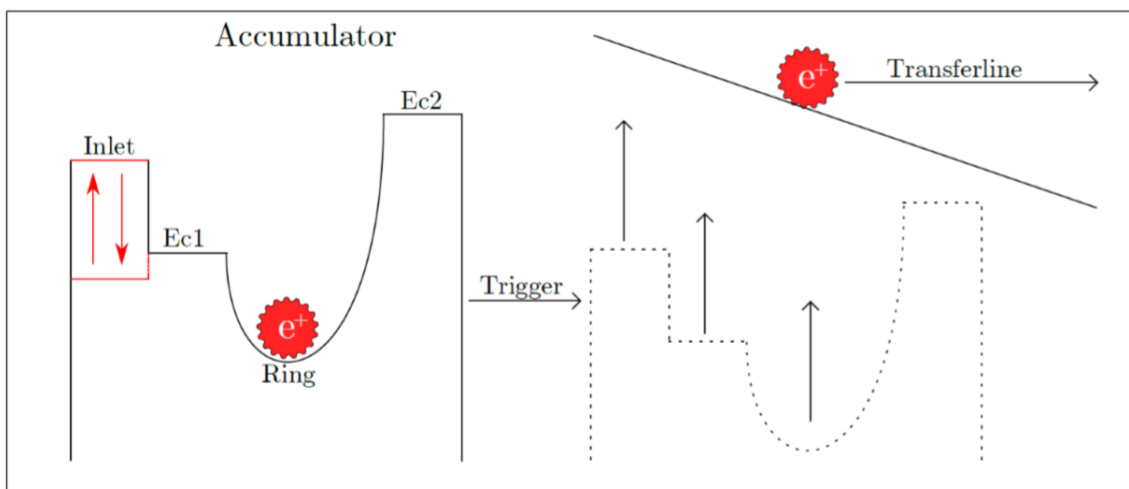
Po extrakci ze Surkovy pasti jsou pozitrony zachyceny v tzv. akumulátoru, což je také Penning-Malmbergova past, která ovšem používá pouze  $CO_2$  a to jak ke kompenzaci ohřívání z důvodu RW tak i ke kompresi pozitronů. Jeho stručné schéma můžeme vidět na Obr. 3.4.

Tato past má v porovnání se Surkovou pastí výrazně nižší tlak ( $6 \times 10^{-8}$  mbar) a pole, které se používá k radiálnímu uvěznění je 0,1 T. Následkem toho se zvýší doba života pozitronů z řádů milisekund na řády minut.

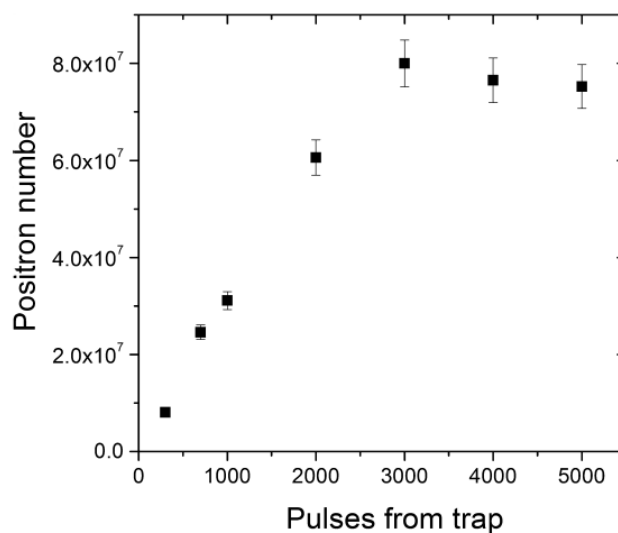
Samotná past je tvořena 21 elektrodami, které vytváří harmonickou potenciálovou jámu. RW je aplikováno na prostřední elektrodě. Vzhledem k tomu, že je možné pohybovat první elektrodou, může být past naplněna několikrát za sebou bez toho, aby z ní pozitrony unikaly. Maximální čas, po který může akumulátor pozitrony uchovávat, je zhruba 9 minut. Se starým zdrojem, v roce 2015, bylo v akumulátoru uchováno až 5000 pulsů, čímž se docílilo počtu  $7 \times 10^7$  pozitronů během méně než 3 minut. Závislost počtu pozitronů na počtu pulsů můžeme vidět na Obr. 3.5.

Poté se tvar potenciálové jámy změní na lineární, aby bylo možné přesunout pozitrony do hlavní části experimentu. Touto změnou zvýšíme jejich energii mezi 50 eV až 500 eV, protože jinak by mohly být 5 T magnetem odraženy zpět. Pokud bychom otevřeli past předtím, než by byly pozitrony urychleny, vedlo by to pouze k oblaku s velkým rozsahem energie, a tedy ke špatné manipulaci.

Nechceme-li přesunout pozitrony do hlavní části experimentu, ale pouze do terčíkové komory, urychlíme je zhruba na energii 100 eV.



Obr. 3.4: Schéma akumulátoru: vlevo můžeme vidět harmonický potenciál během uchovávání atomů, uprostřed je prováděn princip RW a vpravo vidíme zvýšení a změnu tvaru potenciálu během otevření pasti a přenosu atomů ven. [7].



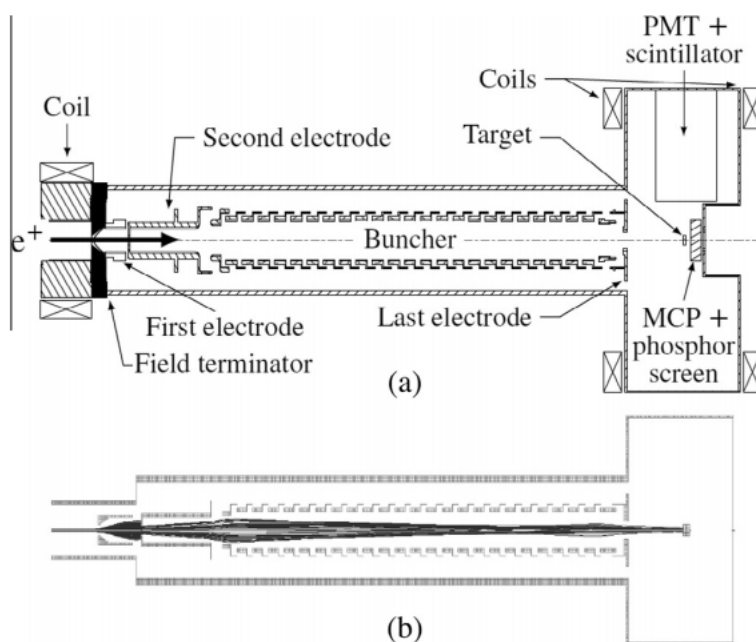
Obr. 3.5: Výtěžek pozitronů v závislosti na počtu pulzů uchovaných v akumulátoru pro intenzitu zdroje 11 mCi. [9].

### 3.1.3 Terčíková komora

Chceme-li dělat měření pouze s pozitrony, je možné neodeslat je do hlavní aparatury, ale do tzv. terčíkové komory. V této komoře je pokojová teplota a nastavitelné magnetické pole od méně než 2 Gauss až do 300 Gauss, takže je možné měření téměř bez magnetického pole, což je výhodné např. pro spektroskopická měření. Na konci komory je umístěný Micro Channel Plate (MCP), který umožňuje záznam pozitronů, které dorazí až k zadní stěně. Nákres této komory včetně přivaděče z akumulátoru můžeme vidět na Obr. 3.6.

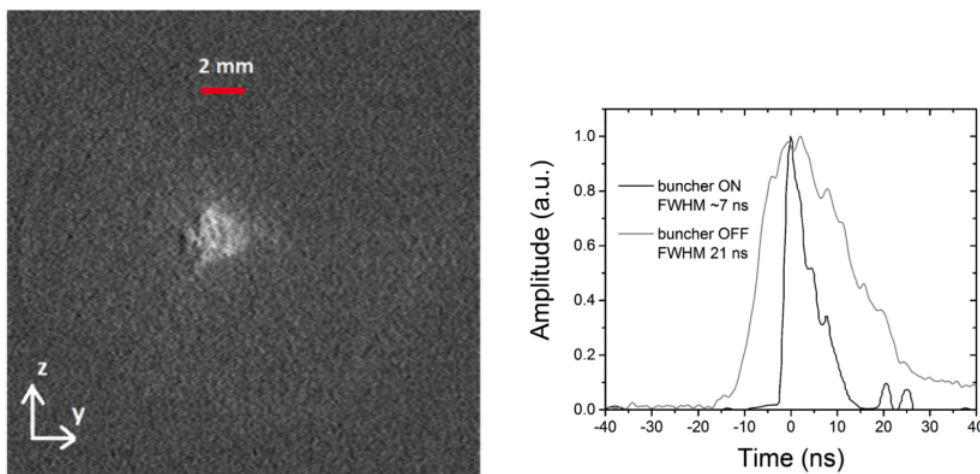
Přivaděč pozitronů do komory se skládá z 28 elektrod, které generují finální elektrostatický transport, tzn. v této fázi se již nepoužívá vedení atomů pomocí magnetického pole. Přivaděč se skládá celkem z 28 elektrod, přičemž tři jsou nezávislé a zbylých 25 tvoří tzv. "buncher". Každá elektroda má rozměr 1,6 cm, celý buncher má tedy délku 40 cm.

První elektroda sníží velikost magnetického pole z 85 G na 2 G během pouhých 5 mm. Celý systém dohromady tvoří dvě čočky, které fokusují pozitrony doprostřed aparatury. Vzhledem k tomu, že v této fázi je svazek dlouhý zhruba 20 cm, buncher zvládne bez problémů pojmout celý pulz. Poté, co pulz dorazí do aparatury, zvýší se potenciál mezi první a poslední elektrodou, a tím dojde ke kompresi svazku jak v čase, tak v prostoru.



Obr. 3.6: Schéma konce aparatury pracující s pozitrony. Na obr. (a) můžeme vidět transportní elektrody, buncher i terčíkovou komoru. Na obr. (b) je schéma fokusace svazku pozitronů v této oblasti. [9].

Na Obr. 3.7 můžeme vidět kompresi pulsu pozitronů, která se zobrazila na MCP (vlevo) a anihilační časovou distribuci pozitronů vpravo. Při tomto měření byly pozitrony urychleny na energii 3,3 keV a velikost magnetického pole byla 1,8 G. Z pravé části obrázku je patrné, že při vypnutém buncheru byla FWHM okolo 21 ns, kdežto při zapnutém buncheru se snížila na pouhých 7 ns.



Obr. 3.7: Vlevo: Záznam pozitronového svazku na MCP. Vpravo: Pozitronová anihilační časová distribuce pokud je buncher zapnutý/vypnutý (puls vysokého napětí byl 4200 V). Oba signály jsou normalizovány na stejnou amplitudu. [2].

## 3.2 Pozitronium

Pozitroniem (Ps) rozumíme atom, ve kterém je vázaná částice se svou antičásticí, v tomto případě elektron a pozitron. Takto vzniklý atom má několik zajímavých vlastností.

Ps má dva základní stavy vzhledem k orientaci spinu elektronu a pozitronu. Singletní stav s antiparalelními spiny a tedy celkovým spinem nula se nazývá para-pozitronium, jeho životnost je asi 125 ps a většinou se rozpadá na dva fotony s energií 511 keV. Dalším tripletním stavem s paralelními spiny, tedy celkovým spinem rovným jedné, je tzv. orto-pozitronium. Jeho doba života ve vakuu je zhruba 142 ns a dominantní rozpad je na tři gamma fotony se spojitým energetickým spektrem pro každý foton mezi 0 a 511 keV, kde součet anihilační energie všech tří fotonů je 1022 keV. Pravděpodobnost, že se vytvoří orto-Ps je 75%. Doba života, která je výše zmíněna, platí pro vakuum a nulovou magnetickou indukci. V magnetickém poli o indukci  $B = 1$  T se doba života orto-Ps sníží asi na 15 ns.

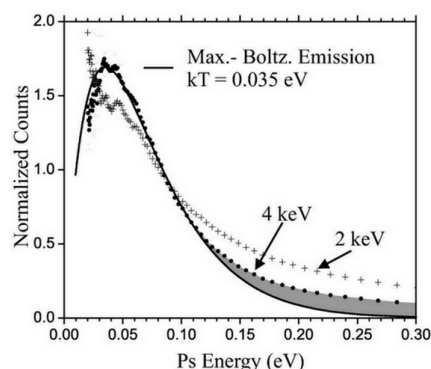
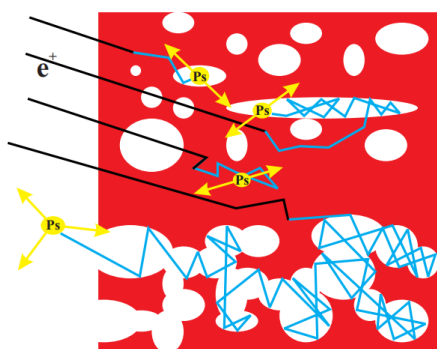
### 3.2.1 Vznik pozitronia

Pozitronium se obvykle vyrábí ve vakuu nárazem pozitronů s kinetickou energií v rozmezí několika stovek eV nebo několika keV do pevného terčičku (konvertoru). V takovém případě převažuje snižování termální energie nad anihilací. Poté mohou termální nebo epitermální pozitrony zachytit elektron a poté jsou emitovány zpátky do vakua jako atomy pozitronia. Výtěžek  $\text{Ps}/e^+$  je závislý na povaze materiálu, teplotě terčičku a implementační hloubce.

V kovech nebo polovodičích je produkce pozitronia pouze povrchovou záležitostí. U izolantů je povrchová tvorba pozitronia pomocí termálních pozitronů velice nepravděpodobná, protože vazebná energie pozitronu je nedostatečná k vyrovnání energie vylétávajícího elektronu a pozitronu.

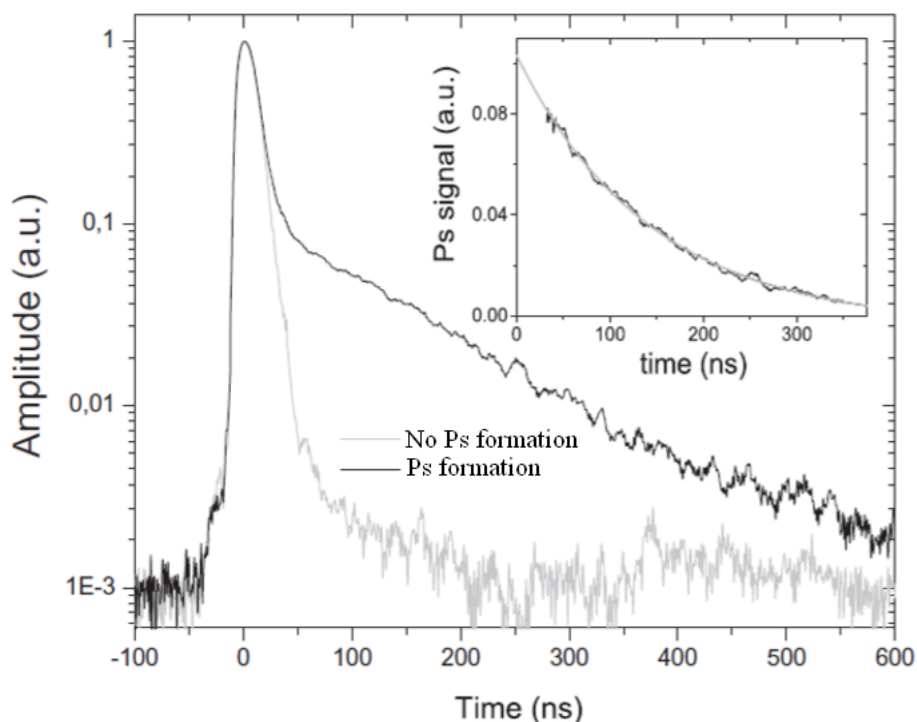
Obzvláště zajímavá je produkce pozitronia v porézních materiálech. Takový materiál může mít póry spojené s povrchem, nebo síť pórů, které nejsou s povrchem spojeny. Pozitronium, které se tvoří uvnitř pórů, může v prvně zmíněném případě uniknout zpět do vakua. Energetické spektrum takto vytvořeného pozitronia poté záleží na energii vstupujících pozitronů, na počtu kolizí a na průměrné ztrátě energie pro jednu kolizi. Na Obr. 3.8 vlevo můžeme vidět schéma vzniku pozitronia tímto způsobem.

Vznik a chlazení pozitronia, které je výše popsáno, bylo pozorováno především v terčících tvořených oxidem křemičitým nebo podobnými materiály. Energetické spektrum pozitronia, které vznikne tímto způsobem můžeme vidět na Obr. 3.8 vpravo. V tomto experimentu byl výtěžek Ps na pozitron asi 0,3-0,33. Z obrázku je patrné, že pozitrony s vyšší energií jsou více implantovány do terčičku a tedy tvoří více termalizované Ps. Z tohoto faktu lze usuzovat, že pomocí vhodně zvolené tloušťky terčičku a vhodnou energií pozitronů můžeme ovlivnit spektrum vylétávajícího pozitronia.



Obr. 3.8: Vlevo: Vznik pozitronia v porézním materiálu. [11]. Vpravo: Energetické spektrum pozitronů vzniklých v nanoporézním terčičku z oxidu křemičitého při pokojové teplotě (300 K). Ukázány výsledky pro energii přilétávajících pozitronů 2 keV a 4 keV. [12].

V experimentu AEGIS je ke vzniku pozitronia využíván nanoporézní křemíkový terčik (konvertor). Formace Ps a jeho následná emitace zpět do vakua může být sledována pomocí tzv. single-shot positron annihilation lifetime spectroscopy (SSPALS). Výsledky takového měření můžeme vidět na Obr. 3.9, přičemž energie naétavajících pozitronů byla v tomto případě 3,3 keV. Ve spektru na obrázku bez vzniku Ps můžeme vidět nejprve velký nárůst amplitudy, který je způsoben anihilací pozitronů dopadajících na terčik. Poté se signál velmi rychle snižuje a zhruba kolem 100 ns dosahuje úrovně šumu. Na druhé straně, pro spektrum při tvorbě Ps můžeme vidět dlouhý chvost, který dokazuje vznik pozitronia a jeho postupnou anihilaci v prostředí.

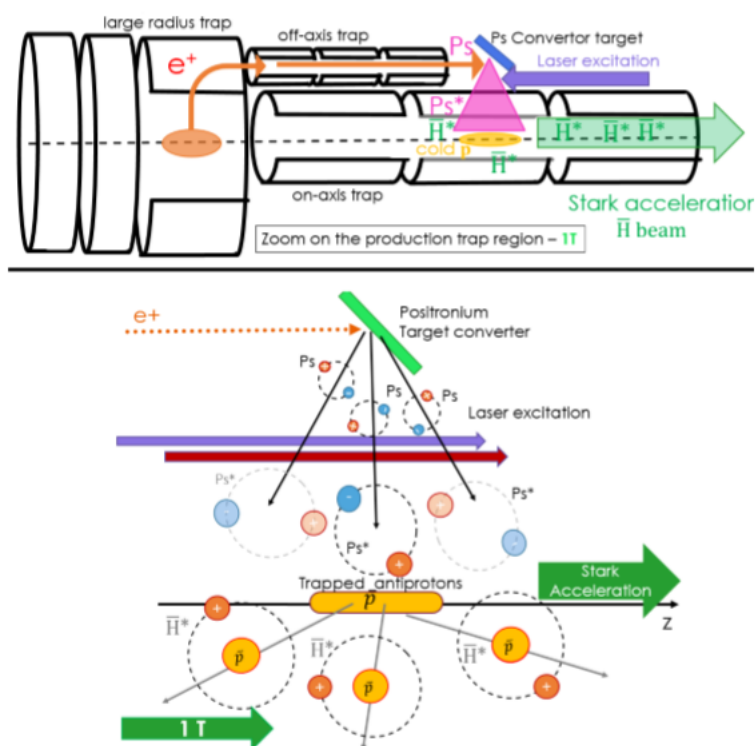


Obr. 3.9: SSPALS spektrum naměřené na MCP. Šedá křivka: nedochází k tvorbě pozitronia, černá křivka: k tvorbě pozitronia dochází. Křivky jsou nejlepším exponenciálním fitem naměřených hodnot. Ve výřezu je ukázán rozdíl obou křivek. [2].

### 3.2.2 Excitace pozitronia

Vzhledem k tomu, že vznik antivodíku v experimentu probíhá pomocí nábojové výměny (1.1), je potřeba pozitronium excitovat do Rydbergova stavu. Tento krok je zásadní k výrobě antivodíku a tedy i celému chodu experimentu, proto byl vybudován speciální laserový systém speciálně určený k tomuto účelu a také se laserovému systému věnuje celá skupina pracovníků kolaborace.

Excitace Ps probíhá v oblasti 1 T magnetu. Schéma této oblasti můžeme vidět na Obr. 3.10. V horní části tohoto obrázku můžeme vidět celou oblast 1 T pasti. Je patrné, že antiprotonový svazek zůstává v ose magnetu, kdežto pozitronový svazek je vychýlen mimo osu, poté narazí do konvertoru, vytvoří pozitronium, které je poté excitováno a vráceno opět k ose pasti, kde jsou již připraveny zchlazené antiprotony (o práci s  $\bar{p}$  bude pojednáno níže). Další fází tohoto procesu je vznik antivodíkového svazku a jeho následné urychlení pomocí Starkova pole, ovšem v současné fázi se tohoto principu v experimentu nevyužívá.

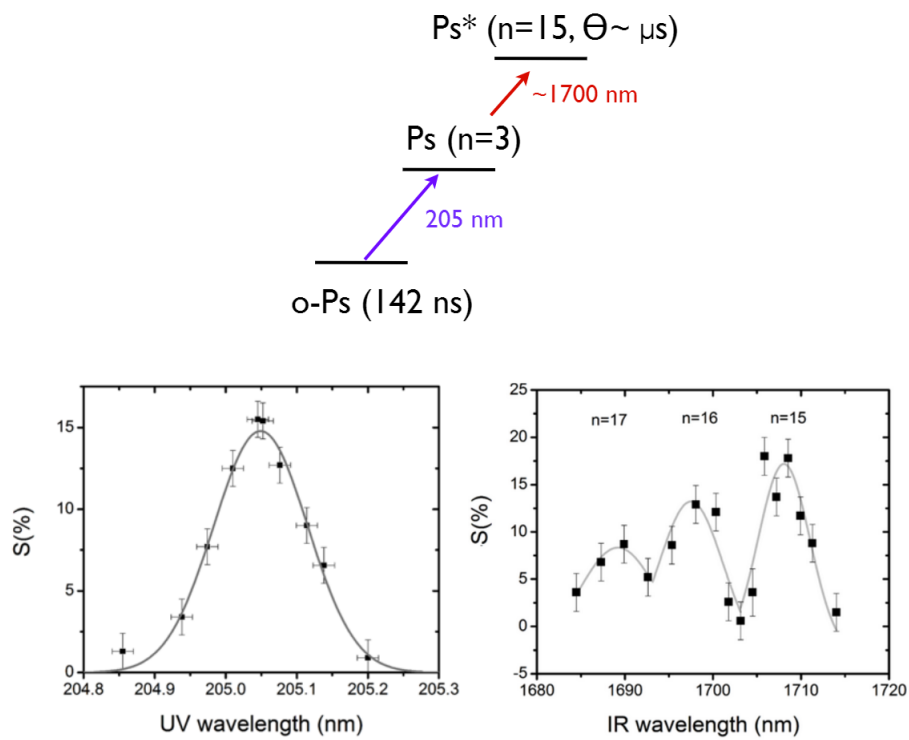


Obr. 3.10: Schéma oblasti 1T magnetu. Nahoře: schéma celé pasti, dole: princip vzniku antivodíku pomocí nábojové výměny. [8].

Samotná excitace Ps probíhá v experimentu ve dvou krocích. Nejprve je pozitronium excitováno ze stavu  $1^3S$  do  $3^3P$ , což je uskutečněno pomocí laseru o vlnové délce  $\lambda \sim 205$  nm. Dalším krokem je excitace ze stavu  $n = 3$  do stavu  $n = 15 - 17$  a to pomocí laseru o vlnové délce  $\lambda = 1680 - 1715$  nm.

Tímto procesem lze dosáhnout životnosti pozitronia až v rámci mikrosekund, což umožňuje pozitroniu doletět až ke stěně komory a poté anihilovat. Stručný náčrt principu excitace můžeme vidět na Obr. 3.11.





Obr. 3.11: Nákres excitace pozitronia. Nahoře stručný průběh excitace; v dolní části účinnost excitace v závislosti na vlnové délce laseru, vlevo: pro  $n=3$ ; vpravo: pro  $n=15-17$ . [2].

## **Část II**

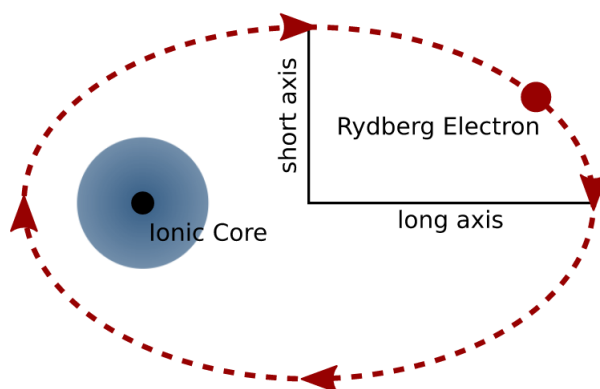
# **Manipulace s Rydbergovými atomy**

# Kapitola 4

## Rydbergovy atomy

Rydbergův atom je název pro takový atom, jehož minimálně jeden elektron je excitován do vysokého kvantového stavu. Zatímco hlavní kvantové číslo klasických atomů  $n$  se většinou pohybuje kolem 1-7, v Rydbergových stavech může dosahovat výrazně vyšších hodnot, např až 300, přičemž tato hodnota nejvíce vypovídá o energii elektronu, jakož i o velikosti orbitalu. Schematický obrázek tohoto atomu můžeme vidět na Obr. 4.1.

Takto vytvořené atomy se nejvíce využívají při studiu interakcí mezi atomy. Jejich doba života je velmi dlouhá a vzhledem k tomu, že mají velký dipólový moment, jsou extrémně citlivé na působení externího pole, což se využívá především k manipulaci v takových polích.



Obr. 4.1: Schematický náčrt Rydbergova atomu. Excitovaný elektron obíhá po elipse (červeně); jádro atomu (černě) se nachází v ohnisku této elipsy. Modrým kruhem jsou vyznačeny klasické elektrony obíhající na orbitalech atomu. [16]

## 4.1 Rydbergovy atomy bez vnějšího působení

Jak můžeme vidět na Obr. 4.1, vysoké hlavní kvantové číslo způsobí výrazné zvětšení dráhy oběhu elektronu kolem jádra. Kvůli tomuto zvětšení dráhy je poté doba, kterou elektron stráví poblíž jádra, velmi krátká. I z tohoto důvodu je vazebná energie těchto atomů velmi malá. Pokud uvažujeme vodíku nepodobné atomy, může být excitováno více elektronů, nejméně však jeden. Avšak vzhledem k faktu, že se v této práci zabýváme pouze atomy podobných vodíku (ne-li vodíkem samotným), omezíme se pouze na atomy, kde je excitovaný právě jeden elektron a ostatní elektrony zůstávají v nejnižších možných stavech.

Pro získání bližších informací o Rydbergových atomech vodíku, musíme nejprve vyřešit Schrödingerovu rovnici pro tento atom:

$$i\frac{\partial\Psi(r,t)}{\partial t} = \left(-\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{1}{|r|}\right)\Psi(r,t). \quad (4.1)$$

Tato rovnice je pro vodík řešitelná analyticky a pro sférický souřadný systém dostáváme řešení vlastních energií ve tvaru

$$E_n = -\frac{1}{2n^2}, \quad (4.2)$$

kde hlavní kvantové číslo  $n$  popisuje daný set stavů. Pro každé  $n$  však existuje několik degenerovaných vlastních stavů se stejnou energií  $E_n$ . Pro každý ze stavů  $n$  existuje  $n$  podstavů různých momentů hybnosti  $l$  a pro každé takové  $l$  existuje  $2l+1$  podstavů projekcí tohoto  $l$  do některé ze základních os uvažovaného systému, typicky  $z$ . Moment hybnosti  $l$  určuje u Rydbergových atomů délku kratší osy elipsy.

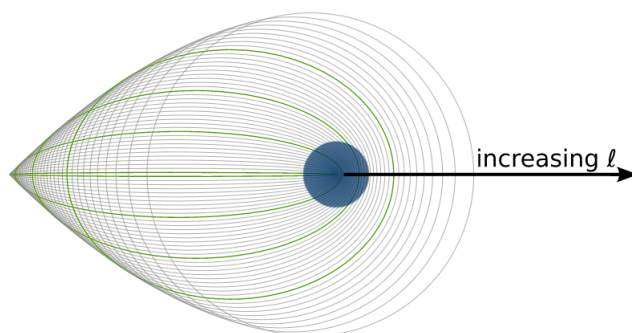
Na Obr. 4.2 je zakresleno, jak velikost jednotlivých momentů hybnosti  $l$  ovlivňuje tvar a velikost orbity excitovaného atomu. Jádro se nachází ve středu modrého oblaku, který značí neexcitované elektrony. Na obrázku můžeme vidět, že nižší  $l$  stavy zasahují i do oblasti jádra, kdežto stavy s vyšším  $l$  do této oblasti nezasahují. Z tohoto důvodu jsou nižší stavy ovlivňovány několika efekty, které jádro způsobuje. Zejména při přiletu k jádru pocítí jeho vyšší náboj, a tedy změnu potenciálu, který se poté liší od klasického Coulombického. Dalším efektem je takzvaná polarizace jádra, což znamená, že se oblak vnitřních elektronů posouvá směrem k jádru.

Po započítání všech těchto jevů můžeme vyjádřit energii stavu  $|n\ l\rangle$  jako

$$E_{nl} = -\frac{1}{2(n - \delta_l)^2}, \quad (4.3)$$

kde  $\delta_l$  je takzvaný kvantový defekt, který závisí na druhu atomu a také na momentu hybnosti  $l$ , ale již nezávisí na hlavním kvantovém čísle  $n$ . Jak je již zmíněno výše, tyto defekty se uplatňují

pouze při nízkém  $l$ , kdy jsou stavy ovlivňovány atomovým jádrem a jejich hodnoty mohou být určeny pomocí spektroskopie nebo teoretickými výpočty.



Obr. 4.2: Nákres tvaru orbitalů excitovaného atomu s  $n = 40$  dle velikosti momentu hybnosti  $l$ ; elipsa, která je nejbližší k jádru odpovídá  $l = 0$ , nejvíce kruhu podobná elipsa odpovídá  $l = 39$ . Stavy s  $l = 0, 10, 20, 30$  jsou zvýrazněny. [16]

## 4.2 Rydbergovy atomy ve vnějším poli

Jak již bylo řečeno výše, Rydbergovy atomy jsou velmi citlivé na změny vnějšího pole. Chování atomů v homogenním elektrickém poli se nazývá Starkovým jevem. Zatímco v nulovém poli jsou všechny stavy s hlavním kvantovým číslem  $n$  degenerované, při působení vnějšího pole je degenerace odlišná. Stavy s různým momentem hybnosti  $l$  budou mít různé hodnoty energií. Abychom mohli tyto energie určit, musíme vyřešit Schrödingerovu rovnici pro potenciál, který odpovídá tomuto časově nezávislému elektrickému poli. Hamiltonián tohoto systému je roven

$$H = H_0 + F_z = -\frac{\nabla^2}{2} - \frac{1}{r} + F_z, \quad (4.4)$$

kde  $H_0$  je neporušený Hamiltonián a  $F$  je elektrické pole, které našem případě působí ve směru osy  $z$ . Nákres, jak vypadá potenciál vodíku bez přítomnosti pole nebo při vlivu elektrického pole můžeme vidět na Obr. 4.3. Na tomto obrázku je velmi dobře patrné, že při přítomnosti elektrického pole se potenciál nakloní, a tím pádem stavy s  $n \geq 3$  již nejsou vázané a mohou potenciál opustit. Tato rovnice již není separabilní ve sférických souřadnicích, musí být tedy vyřešena v souřadnicích parabolických. Při použití parabolických proměnných  $(\xi, \eta, \phi)$  se vlnové funkce, které odpovídají nulovému elektrickému poli, dají zapsat jako součin

$$\Psi(\xi, \eta, \phi) = u_1(\xi)u_2(\eta)e^{im\phi}. \quad (4.5)$$

Při použití poruchové metody můžeme dojít ke vzorci pro výpočet energetických hladin

$$E_{n_1 n_2 m} = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3Fn}{2}(n_1 - n_2) - \frac{F^2}{16}n^4(17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19), \quad (4.6)$$

kde  $n_1$  a  $n_2$  jsou parabolická kvantová čísla, která splňují relaci

$$n = n_1 + n_2 + |m| + 1 \quad (4.7)$$

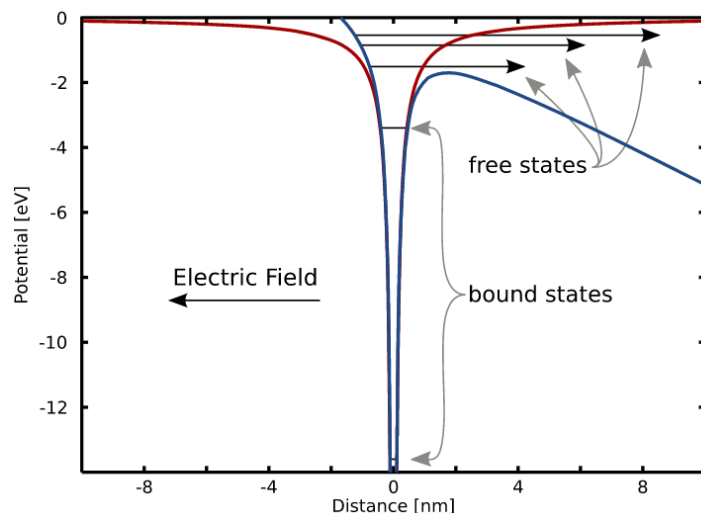
a jejich hodnota je rovna počtu uzlů ve vlnových funkcích  $u_1$  a  $u_2$  ze zavedení vlnových funkcí v parabolickém systému. V elektrickém poli už se využívají pouze kvantová čísla  $n$  a  $|m|$ , přičemž rovnice pro energie je v nižších řádech nezávislá na  $|m|$ , později se však začíná projevat degenerace. Přesná odvození výpočtů v této části práce lze najít v [16].

Protože rovnice 4.6 bohužel diverguje, nemůžeme ji použít pro příliš silná pole. Pro slabá elektrická pole ale tato rovnice přináší správné výsledky.

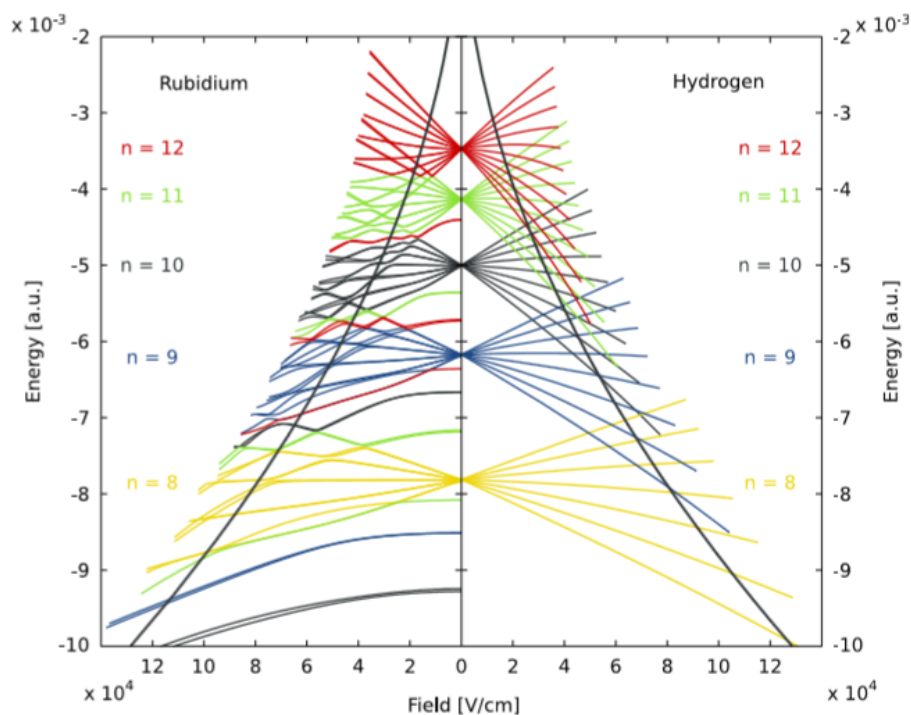
Výsledek působení elektrického pole můžeme vidět na Obr. 4.4, který se také nazývá Starkova mapa. Tento obrázek ukazuje energetické hladiny rubidia (vlevo) a vodíku (vpravo) pro stejná  $n$ , ale různá  $l$ , kdy  $n$  se pohybuje kolem 10. Jak můžeme vidět, každá sada stavů se rozdělí do dvou svazků. Buď při zvyšování intenzity elektrického pole energie také roste, poté hovoříme o modrých stavech, nebo při zvyšování intenzity pole energie klesá, a poté mluvíme o červených stavech. Tento fakt je ekvivalentní k tomu, jestli jsou vlnové funkce lokalizovány spíše na straně potenciálu, která roste, nebo naopak klesá. Místo, kde se protínají krajní stavy vedlejších svazků lze snadno určit, jedná se o tzv. Inglis-Teller limitu

$$F_{IT} = \frac{1}{3n^5}. \quad (4.8)$$

Dále je třeba si povšimnout, že vodíkové stavy na Obr. 4.4 se při křížení spolu nespojují, a tedy místa protínání jsou v tomto případě reálná. U rubidia však můžeme vidět, že ve chvíli protnutí se stavy změní, a tento jev se nazývá "vyhýbavé křížení", avoided crossing.



Obr. 4.3: Potenciál vodíku bez elektrického pole (červeně) a s elektrickým polem (modře). V potenciálu jsou naznačeny stavy pro  $n = 1 - 5$ . Bez externího pole jsou všechny vázané. Bez externího pole můžeme vidět, že stavy s  $n \geq 3$  mohou potenciál opustit. [16]



Obr. 4.4: Starkovy mapy rubidia a vodíku. Stavy se stejným hlavním kvantovým číslem  $n$  jsou stejné barvy. Černá linie značí klasickou ionizační limitu. [16]

# Kapitola 5

## Pohybová rovnice antivodíku v externích polích

Všechny vztahy použité v této kapitole vycházejí z odvození, které bylo vypočteno Michalem Špačkem a publikováno nejprve v jeho diplomové práci [17] a poté v [18]. V celé této kapitole (modelu popisující pohybové rovnice) je zanedbán spin antiprotonu. Pokud je zmiňováno, jak je model spinem ovlivněn, vždy je na mysli spin pozitronu.

### 5.1 Pohybová rovnice při zanedbání spinu

Nejprve se zaměřím na případ, kdy je zanedbán spin elektronu (pozitronu). V celém modelu se předpokládá, že dipólové vlastnosti atomu jsou rozhodující pro jeho makroskopické vlastnosti. Ve vodíkovém (a samozřejmě také antivodíkovém) atomu rozlišujeme tyto čtyři rozdílné základní dipóly: neindukovaný elektrický dipól, neindukovaný magnetický dipól, indukovaný elektrický dipól a indukovaný magnetický dipól.

K odvození síly, která na dipól působí můžeme přistupovat dvěma způsoby. V prvním uvažujeme dipól jako objekt konečné velikosti. Ve druhém, ze kterého model vychází, použijeme klasický výraz  $W = -\vec{d}\vec{E}$  jako potenciální energii dipólu pro elektrické pole a  $W = -\vec{\mu}\vec{B}$  pro magnetické pole.

V takovém případě platí:

Pokud vložíme neindukovaný elektrický dipól do externího elektrického pole  $\vec{E} = \vec{E}(\vec{R})$ , můžeme působící sílu vyjádřit v kartézských souřadnicích jako:

$$F_i = \tilde{d} \sum_{j=1}^3 \frac{E_j}{E} \frac{\partial E_j}{\partial X_i}, \quad (5.1)$$



kde  $\vec{d}$  je projekce dipólu  $\vec{d}$  do směru daného elektrickým polem  $\vec{E}$ .

Stejný výraz platí také pro neindukovaný magnetický dipól vložený do magnetického pole  $\vec{B} = \vec{B}(\vec{R})$ , tedy:

$$F_i = \tilde{\mu} \sum_{j=1}^3 \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i}, \quad (5.2)$$

kde  $\tilde{\mu}$  je projekce dipólu  $\vec{\mu}$  do vybraného směru magnetického pole  $\vec{B}$ .

Pro indukované dipóly je dynamika velmi podobná jako v (5.1) a v (5.2), pouze jsou dipóly úměrné velikosti polí dle jejich definice. V těchto případech pouze zvolíme  $\vec{d} = \alpha E$  v (5.1) a  $\tilde{\mu} = \beta B$  v (5.2).

Pro antivodíkový atom je finální posunutí spektra sumou Starkovy a Zeemanovy energie, což po zahrnutí kvantových čísel do  $\vec{d}$  a  $\tilde{\mu}$  znamená

$$W = -\frac{3}{2}a_0npE - \frac{e\hbar}{2m_e}mB, \quad (5.3)$$

kde  $a_0$  je Bohrov poloměr,  $e$  je elementární náboj,  $n$  je hlavní kvantové číslo atomu,  $p$  je parabolické kvantové číslo,  $m_e$  je hmotnost elektronu,  $\hbar$  je redukovaná Planckova konstanta a  $m$  je magnetické kvantové číslo.

Bohužel, toto vyjádření nespĺňuje podmínku úhlové závislosti a je tedy nesprávné.

Správné odvození posunutí vychází z Hamiltoniánu antivodíkového atomu a Somerfeldovy podmínky. Tento problém byl již vyřešen Maxem Bornem a vede k výsledku

$$W_1 = \left[ +\frac{3a_0en}{2\hbar}\vec{E} + \frac{e}{2m_e}\vec{B} \right] n_A\hbar + \left[ -\frac{3a_0en}{2\hbar}\vec{E} + \frac{e}{2m_e}\vec{B} \right] n_B\hbar, \quad (5.4)$$

kde místo kvantových čísel  $p$  a  $m$  byla zavedena nová kvantová čísla  $n_A$  a  $n_B$ , což jsou nezávislé prvky z  $\left\{ -\frac{n-1}{2}, -\frac{n-1}{2} + 1, \dots, +\frac{n-1}{2} - 1, +\frac{n-1}{2} \right\}$ .

## 5.2 Pohybová rovnice se spinem pozitronu

Pokud chceme do výpočtů zahrnout vliv spinu, uskutečníme to s ohledem na co nejmenší ovlivnění přesnosti. Člen, kterým tedy spin přispívá je

$$\frac{e\hbar}{m_e} sB,$$

kde  $s = \pm 1/2$ .

Navíc, pokud chceme vyjádřit pohybovou rovnici v kombinaci elektrického i magnetického pole, musíme vzít v úvahu úhel, který spolu tato pole svírají. Tento úhel označíme  $\gamma$ .

Po započítání a dosazení všech těchto aspektů do (5.4) získáváme výraz

$$\left[ \frac{e}{2m_e} \vec{B} \hat{L}, e\vec{E} \hat{r} \right] = -i\hbar \frac{e^2}{2m_e} (\vec{E} \times \vec{B}) \vec{r}. \quad (5.5)$$

Z této rovnice je patrné, že kvantová čísla  $p$  a  $m$  jsou správně definována, pouze pokud se komutátor rovná nule (tedy u čistě Starkovských nebo Zeemanovských jevů). Z tohoto důvodu musela být zavedena nová kvantová čísla  $n_A$  a  $n_B$ . Spinové číslo  $s$  je správně zavedeno pro všechny konfigurace a může tedy zůstat ponecháno.

V případě zahrnutí všech kvantových čísel včetně spinu se nám tedy (5.2) změni na

$$F_i = -\frac{e\hbar}{2m_e} (m + 2s) \sum_{j=1}^3 \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i}. \quad (5.6)$$

Pro potřeby této práce jsou důležité dva limitní případy (kromě čistě Starkova a Zeemanova efektu) a sice

1. Elektrické pole je úměrné magnetickému poli, na antivodík působí síla:

$$F_i = -\frac{e\hbar}{2m_e} (m + 2s) \sum_{j=1}^3 \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i} - \frac{3}{2} a_0 e n p \sum_{j=1}^3 \frac{E_j}{E} \frac{\partial E_j}{\partial X_i}. \quad (5.7)$$

2. Magnetické pole je výrazně silnější než pole elektrické, sílu působící na antivodík můžeme popsat rovnicí:

$$F_i = -\frac{e\hbar}{2m_e} (m + 2s) \sum_{j=1}^3 \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i} - \frac{3}{2} a_0 e n p \sum_{j=1}^3 \frac{E_j}{E} \frac{\partial E_j}{\partial X_i} \cos\gamma. \quad (5.8)$$

Pro obecný případ (jakákoliv konfigurace pole) můžeme pohybovou rovnici antivodíkového atomu vyjádřit jako:

$$\begin{aligned}
 F_i = & - \frac{\left(\frac{3}{2}a_0en\right)^2 \sum_{j=1}^3 E_j \frac{\partial E_j}{\partial X_i} + \left(\frac{e\hbar}{2m_e}\right)^2 \sum_{j=1}^3 B_j \frac{\partial B_j}{\partial X_i}}{\sqrt{\left(\frac{3}{2}a_0enE\right)^2 + \left(\frac{e\hbar}{2m_e}B\right)^2 + \frac{3a_0e^2n\hbar}{2m_e}EB\cos\gamma}} n_A \\
 & - \frac{\frac{3a_0e^2n\hbar}{4m_e}\cos\gamma \sum_{j=1}^3 \left(B \frac{E_j}{E} \frac{\partial E_j}{\partial X_i} + E \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i}\right)}{\sqrt{\left(\frac{3}{2}a_0enE\right)^2 + \left(\frac{e\hbar}{2m_e}B\right)^2 + \frac{3a_0e^2n\hbar}{2m_e}EB\cos\gamma}} n_A \\
 & - \frac{\left(\frac{3}{2}a_0en\right)^2 \sum_{j=1}^3 E_j \frac{\partial E_j}{\partial X_i} + \left(\frac{e\hbar}{2m_e}\right)^2 \sum_{j=1}^3 B_j \frac{\partial B_j}{\partial X_i}}{\sqrt{\left(\frac{3}{2}a_0enE\right)^2 + \left(\frac{e\hbar}{2m_e}B\right)^2 - \frac{3a_0e^2n\hbar}{2m_e}EB\cos\gamma}} n_B \\
 & - \frac{\frac{3a_0e^2n\hbar}{4m_e}\cos\gamma \sum_{j=1}^3 \left(B \frac{E_j}{E} \frac{\partial E_j}{\partial X_i} + E \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i}\right)}{\sqrt{\left(\frac{3}{2}a_0enE\right)^2 + \left(\frac{e\hbar}{2m_e}B\right)^2 - \frac{3a_0e^2n\hbar}{2m_e}EB\cos\gamma}} n_B \\
 & - \frac{e\hbar}{m_e} s \sum_{j=1}^3 \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i} + \alpha \sum_{j=1}^3 E_j \frac{\partial E_j}{\partial X_i} + \beta \sum_{j=1}^3 B_j \frac{\partial B_j}{\partial X_i}.
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

Shrnutí použitých symbolů v této kapitole: Všechny rovnice jsou vyjádřeny v kartézských souřadnicích (značení  $i, j, k$ ), dále

$E$  - intenzita elektrického pole,

$B$  - intenzita magnetického pole,

$a_0$  - Bohrov poloměr,

$e$  - elementární náboj,

$n$  - hlavní kvantové číslo,

$p$  - parabolické kvantové číslo (prvek z množiny  $\{-n + 1, -n + 2, \dots, n - 2, n - 1\}$ ),

$m$  - magnetické kvantové číslo (ze stejné množiny jako  $p$ ),

$\hbar$  - redukovaná Planckova konstanta,

$m_e$  - klidová hmotnost elektronu,

$\gamma$  - úhel mezi jednotlivými poli ( $\gamma = \angle(\vec{E}, \vec{B})$ ),

$s$  - spin ( $s = \pm 1/2$ ).

# Kapitola 6

## Simulace letu antivodíku v magnetických polích

### 6.1 Konfigurace pole

Pohyb antivodíkových atomů je v programu AegisSolver, který byl speciálně pro tento účel vytvořen, vyhodnocován pomocí pohybových rovnic, které byly odvozeny Michalem Špačkem a které byly shrnuty v předchozí kapitole.

Základem vykreslování trajektorií je mapa pole, která je zadána pomocí souboru s následující organizací: 4 sloupce,  $R$ ,  $z$ ,  $B_R$ ,  $B_z$ . Tyto hodnoty jsou zadávány v kroku po 0, 1 cm v rámci  $R$  a v kroku 0, 5 cm v rámci  $z$ . Tímto způsobem se vytvoří souřadnice jednotlivých bodů v poli, ve kterých je zadána magnetická indukce v jednotlivých směrech.

Jako prvotní pole, se kterým byl program spouštěn, bylo využito magnetické pole experimentu AEgIS. Jak je již zmíněno výše, centrální aparatura tohoto experimentu se skládá ze dvou magnetů, z nichž velikost magn. indukce prvního je 5 T a druhého 1 T. Aktivní objem, ve kterém zjišťujeme působení magnetického pole je 600 cm ve směru osy  $z$  a 5 cm v radiálním směru. Na Obr. 6.1 můžeme vidět vykreslení magnetické indukce, která působí v jednotlivých magnetech. Toto vykreslení je v řezu osy  $z$  a pouze horní polovině magnetu (vzhledem k tomu, že se jedná o axiální magnet, pole je symetrické i ve spodní části). V horní části obrázku je vykresleno pole většího, 5 T magnetu. Z obrázku je patrné, že působení magnetického pole končí zhruba na -150 cm, kde také končí magnet. To samé platí i pro menší magnet, který končí zhruba na hranici 150 cm. Jak je z obrázku zřejmé, v bodě 0 dochází ke změně typu magnetu.

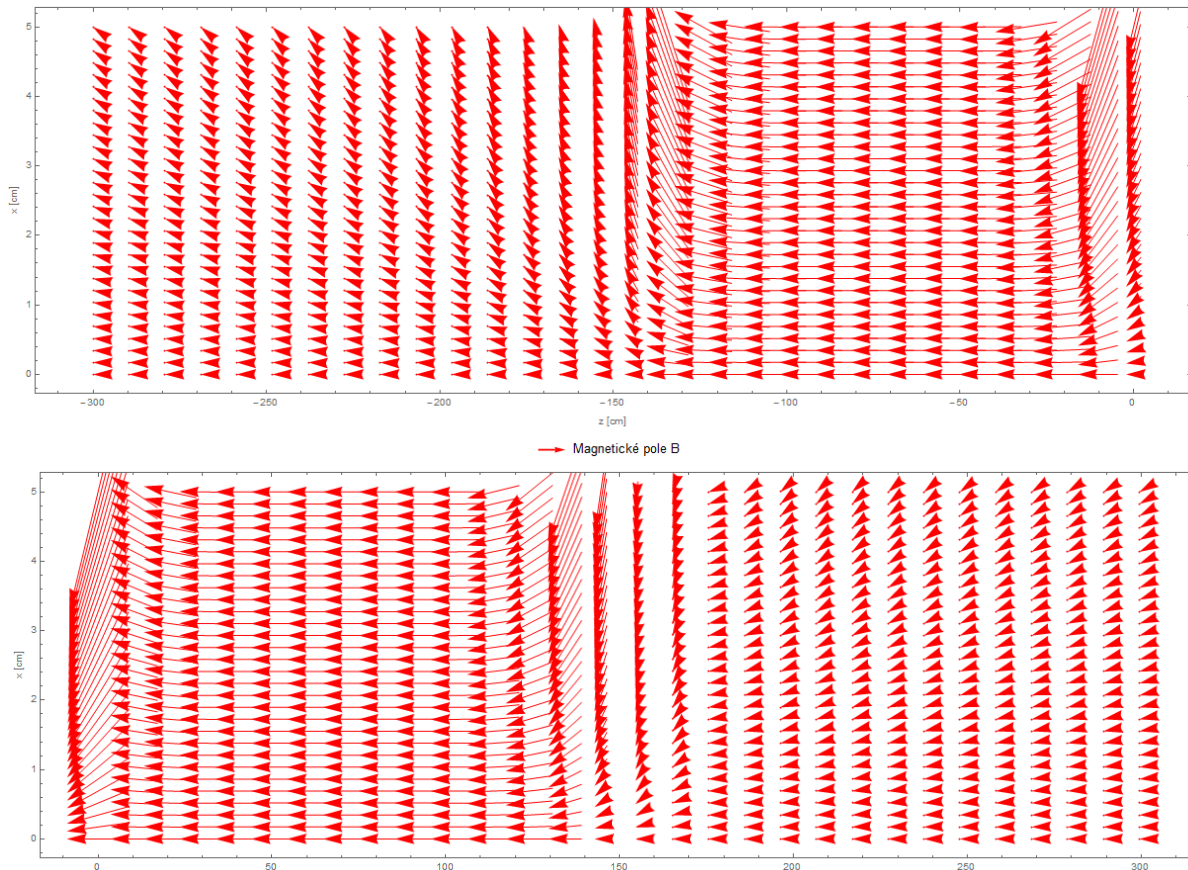
Parametry, se kterými budeme v celém vykreslování trajektorií pracovat jsou:

- kvantová čísla  $n_A$  a  $n_B$ ,
- počáteční poloha  $\vec{x} = (x, y, z)$  [cm],

- počáteční rychlost  $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$  [cm/s],

kde kvantová čísla  $n_A$  a  $n_B$  jsou pro lichá  $n$  vždy celé hodnoty a pro sudá  $n$  jsou v rámci polovin. Abychom navíc celý postup vyšetřování trajektorie ulehčili, pracujeme v řezu  $x$  a  $z$ .

Vzhledem k tomu, že se v celém experimentu pracuje s Rydbergovy atomy, které jsou velmi citlivé na gradient pole, projeví se největší změny v chování těchto atomů právě v místech s největším spádem, tedy na koncích magnetů.



Obr. 6.1: Vykreslení magnetické indukce v citlivém objemu. Nahoře prostor 5 T magnetu, dole prostor 1 T magnetu.

## 6.2 Simulace letu antivodíkových atomů v magnetickém poli

Simulace jednotlivých letů nejvíce záleží na tom, jakou počáteční rychlostí se antivodíkové atomy pohybují. V Tab. 6.1 můžeme vidět, jak závisí tepelná rychlost antivodíkových atomů na jejich teplotě.

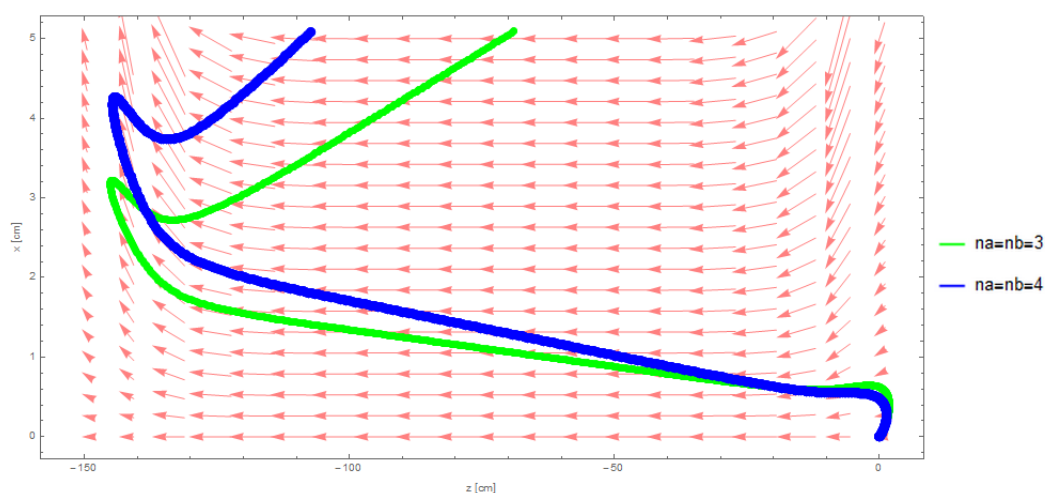
Teplota [K]	Tepelná rychlost [ $\text{ms}^{-1}$ ]
1	157
0,1	50
0,01	16

Tab. 6.1: Tepelná rychlost atomů antivodíku při jednotlivých teplotách.

Následující část se bude věnovat spíše teoretickému pohybu antivodíku a tomu, jak gradienty polí ve skutečnosti trajektorii ovlivňují, vzhledem k tomu, že rychlosti potřebné k těmto simulacím jsou příliš nízké.

Vliv změny pole je dobře viditelný na Obr. 6.2, ve kterém je zároveň i nakreslený průběh pole. Počáteční podmínky jsou v tomto případě  $\vec{x} = (0, 0, 0)$  cm,  $\vec{v} = (10, 0, 100)$  cm/s a hodnoty  $n_A$  a  $n_B$  jsou 3 a 4. Z obrázku je patrné, že přestože prvotní rychlost je ve směru z, atom se vlivem změny pole mezi magnety otočí se k hodnotám záporného z, tedy do silnějšího pole.

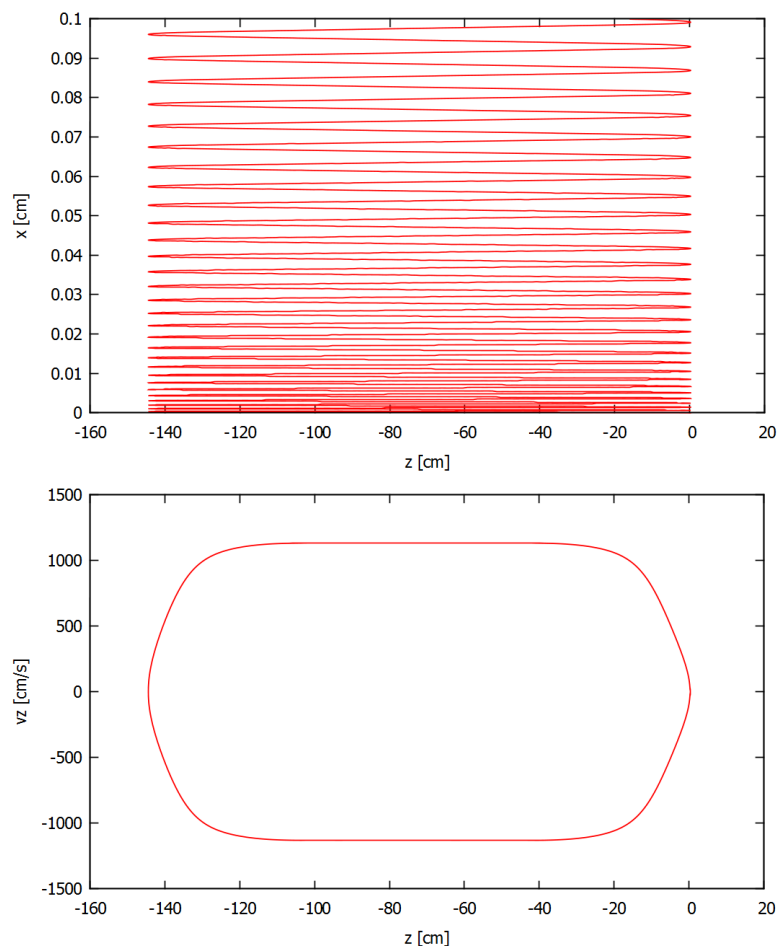
Pokud by atomy byly rovnou vystřelovány ve směru většího magnetu, neotočily by okamžitě svůj směr letu jako v předchozím případě, ale udržely by se v 5 T magnetu až do chvíle, než je otočí gradient konce tohoto magnetu.



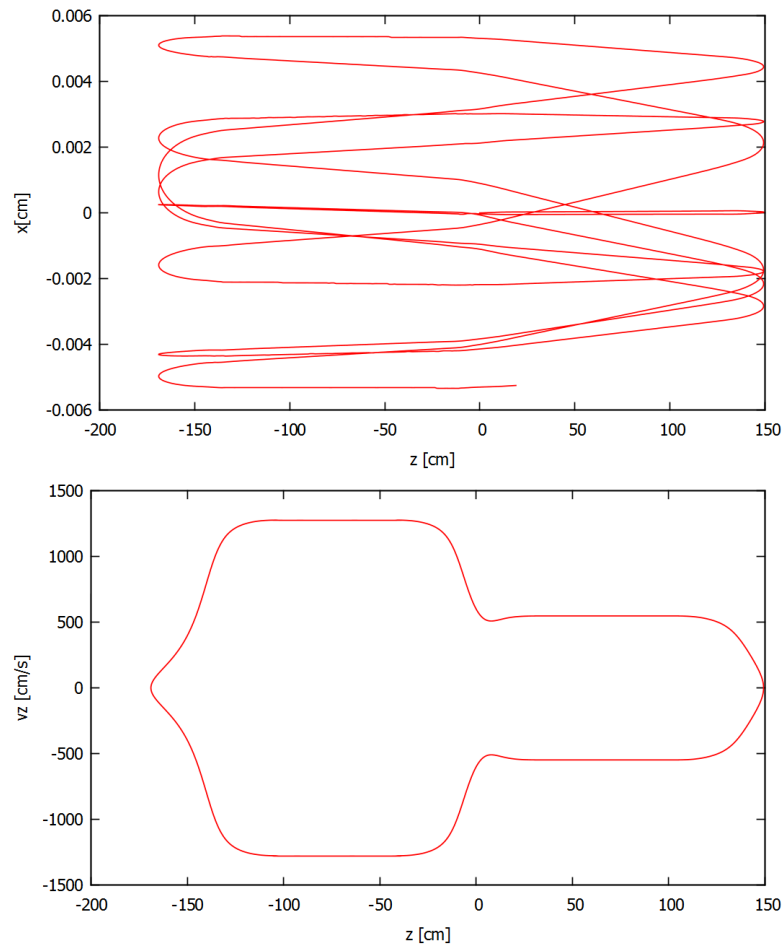
Obr. 6.2: Trajektorie atomů při různém  $n_A$ ,  $n_B$ . Počáteční podmínky jsou  $\vec{x} = (0, 0, 0)$  cm,  $\vec{v} = (10, 0, 100)$  cm/s,  $n_A$ ,  $n_B$ .

Pokud využijeme dvou naposledy zmíněných faktů a použijeme takové počáteční podmínky, aby se atom ihned otočil do 5 T magnetu, ale zároveň se před koncem tohoto magnetu otočil zpět, můžeme vytvořit past na antivodík. Simulaci pohybu v této pasti při malém narušení ve směru  $x$  můžeme vidět na Obr. 6.3. V levé části je vykreslena trajektorie atomu, a velmi dobře můžeme vidět, že atom zůstává v poli magnetu. V pravé části obrázku můžeme vidět průběh rychlosti  $v_z$  na souřadnici  $z$ . V této části je vidět urychlení atomu pomocí gradientu pole až na 1000 cm/s.

Tento princip pasti (okamžité otočení atomu do oblasti 5 T) funguje zhruba do rychlostí  $v_z = 300$  cm/s. Při rychlostech v mezích zhruba  $v_z = (350 - 600)$  cm/s je atom sice vpuštěn do pole 1 T magnetu, ale rychlost je stále příliš nízká na to, aby magnetem proletěl a pomocí gradientu se otočí po delší době zpět do 5 T magnetu. Simulaci tohoto pohybu při minimálním vychýlení ve směru  $x$  můžeme vidět na Obr. 6.4.



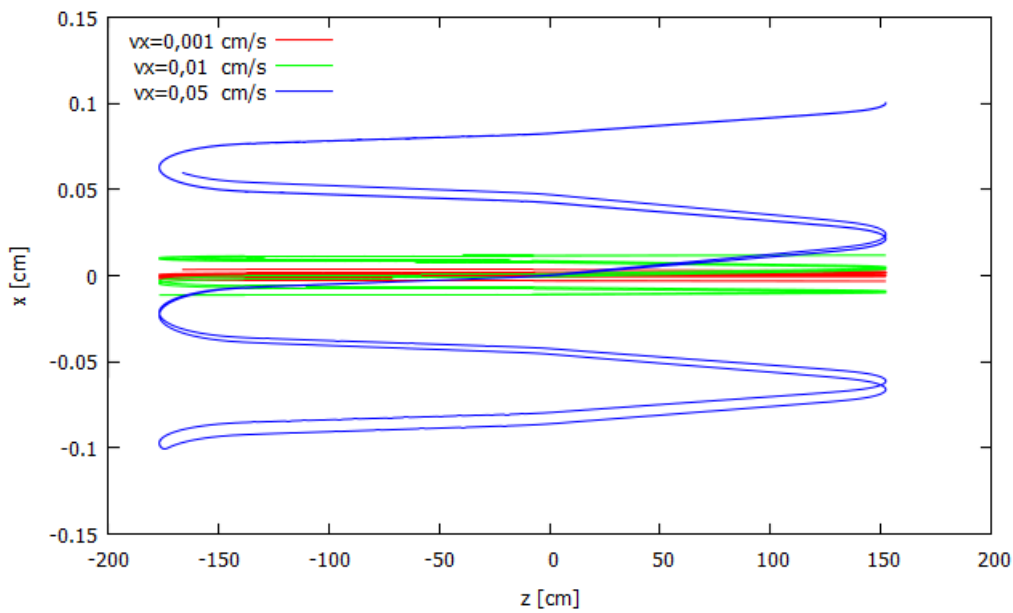
Obr. 6.3: Trajektorie a rychlost atomů při vletu atomů do 5 T magnetu. Počáteční podmínky jsou  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (0; 0; 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 001; 0; 100)$  cm/s.



Obr. 6.4: Trajektorie a rychlost atomů při vletu atomů do 1 T magnetu. Počáteční podmínky jsou  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (0; 0; 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 001; 0; 600)$  cm/s.

Na Obr. 6.5 můžeme vidět, jak trajektorii ovlivní výchylka rychlosti ve směru osy  $x$ . Na první pohled je patrné, že při velkých výchylkách dojde k anihilaci na stěně komory, výchylky tedy musí být velmi malé. Z obrázku je také patrné, že pokud se atom při pohybu dostane za hranici několik desetin centimetru, výchylka jeho trajektorie v tomto směru se velmi zvětšuje a brzy dosáhne hranice citlivého objemu (tedy 5 cm ve směru osy  $x$ ).





Obr. 6.5: Trajektorie atomů při různých výchylkách ve směru osy  $x$ . Počáteční podmínky jsou  $n_A = n_B = 10$ ,  $\vec{x} = (0; 0; 0)$  cm,  $\vec{v} = (v_x; 0; 500)$  cm/s.

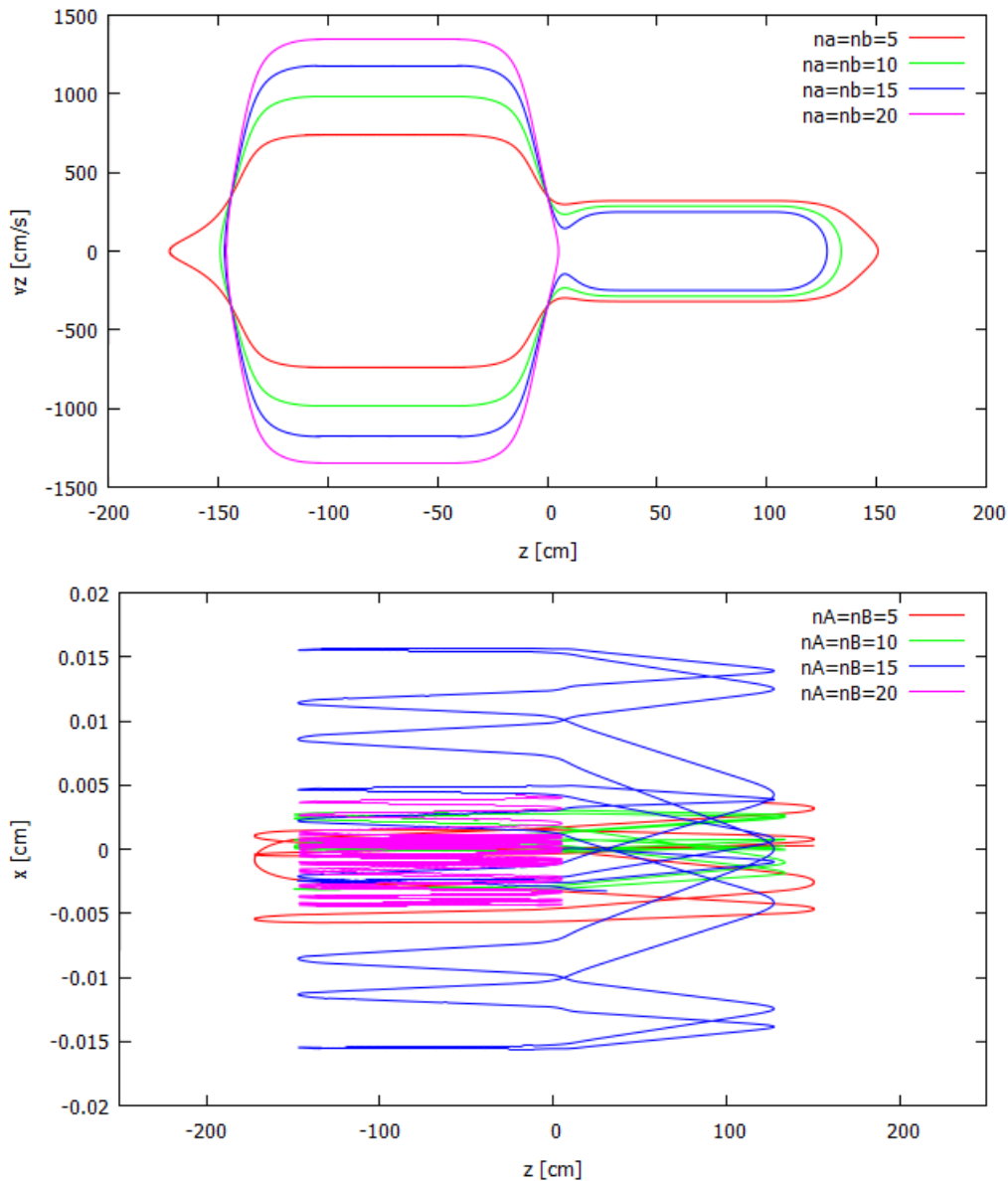
Většina z předchozích měření byla prováděna pro atomy, které mají kvantová čísla  $n_A = n_B = 15$ , ovšem tato kvantová čísla se nachází v setu a mohou se tedy měnit. Na Obr. 6.6 můžeme v horní části vidět, jak tato kvantová čísla ovlivní zrychlení atomu v místě gradientu pole. Z tohoto obrázku je také patrné, že pro vyšší kvantová čísla  $n_A$  a  $n_B$  se zkracuje pohyb v 1 T magnetu a pro  $n_A = n_B = 20$  stačí pro urychlení pouze 5 T magnet. Takto vysoká kvantová čísla jsou však možná pro Rydbergovy atomy s hlavním kvantovým číslem  $n = 40$  a vyšším.

V dolní části Obr. 6.6 můžeme vidět trajektorii letů pro různá kvantová čísla  $n_A$  a  $n_B$  v osách  $x$  a  $z$  při malém vychýlení ve směru osy  $x$ . Na tomto obrázku je patrné, že při zvyšování kvantových čísel dochází k větší výchylce ve směru osy  $x$  do té doby, než je atom zachycen pouze v 5 T magnetu, poté je výchylka opět menší. Tento obrázek je také ověřením faktu, že výchylka je natolik malá, že nemůže dojít k anihilaci na stěně komory, která je vzdálena 5 cm od osy  $z$  ve směru  $x$ .

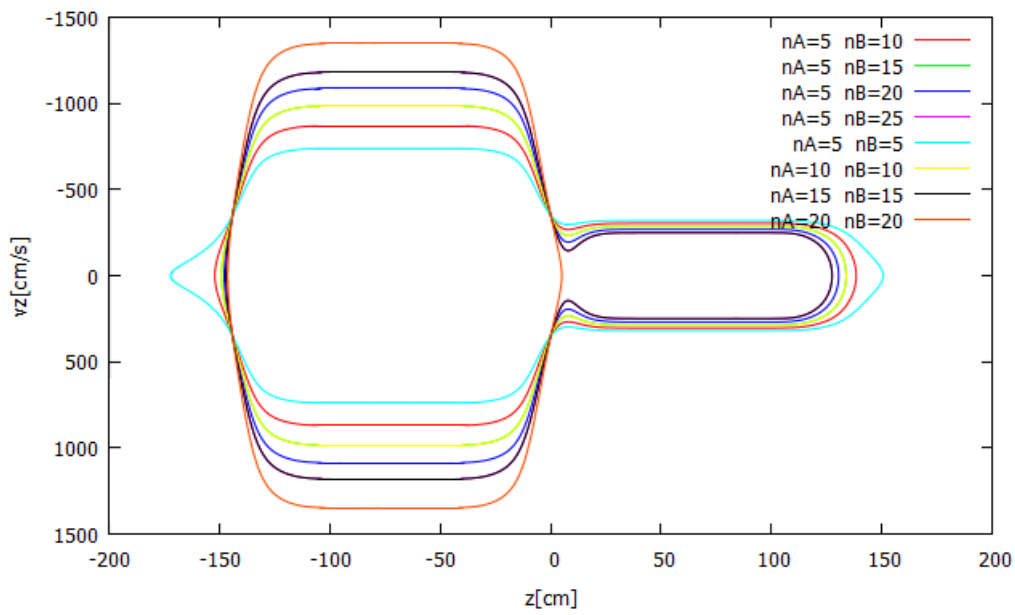
Při změně kvantových čísel  $n_A$  a  $n_B$  jsem se zatím zabývala pouze případem, kdy jsou obě kvantová čísla stejná. V následující části textu se budu věnovat případům, kdy jsou tato kvantová čísla rozdílná.

Na Obr. 6.7 můžeme vidět rychlost atomů při změně kvantových čísel. Nejprve je třeba podotknout, že dosahujeme stejné výsledky pro změnu  $n_A$  a zachovaného  $n_B$  i naopak. Z tohoto obrázku vyplývá, že při změně rychlosti nezáleží na tom, jak jsou hodnoty kvantových čísel

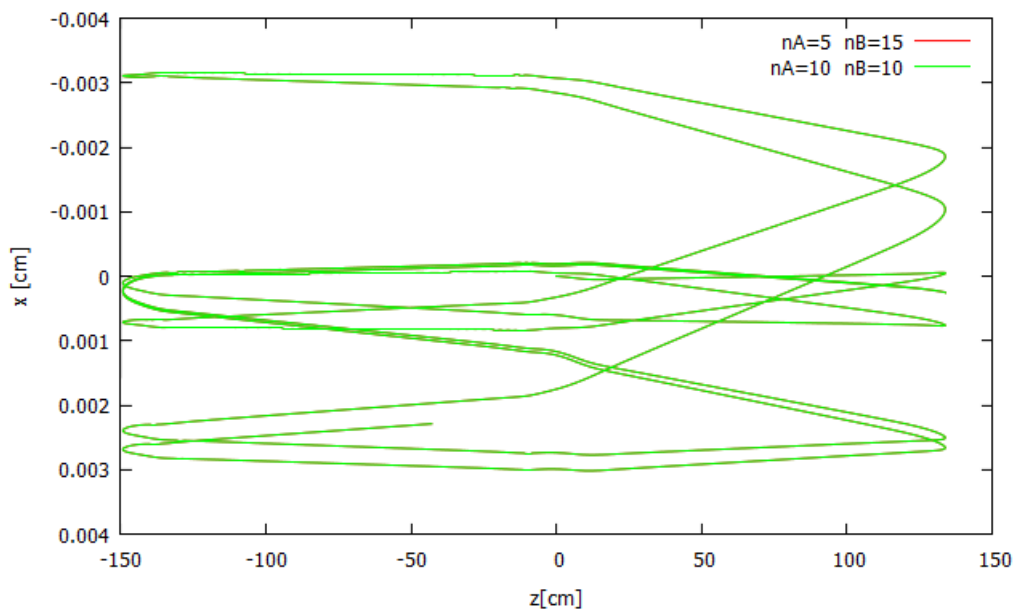
rozloženy, ale pouze na jejich průměru. To je patrné z toho, že se vzrůstajícími hodnotami vzrůstá i výsledné zrychlení a pro hodnoty  $n_A = n_B = 10$  dostáváme stejný výsledek jako pro  $n_A = 5$  a  $n_B = 15$  a také pro  $n_A = n_B = 15$  dostáváme stejný výsledek jako pro  $n_A = 5$  a  $n_B = 25$ , tedy pro stejné hodnoty průměru obou kvantových čísel. K dalšímu vyšetření faktu, že výsledky splývají pro stejné průměry přispívá Obr. 6.8, kde jsou vykresleny trajektorie pro  $n_A = 5$ ,  $n_B = 15$  a  $n_A = n_B = 10$ .



Obr. 6.6: Rychlost (nahore) a trajektorie (dole) atomů při vletu do magnetu pro různá kvantová čísla  $n_A = n_B$ . Počáteční podmínky jsou  $\vec{x} = (0; 0; 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 001; 0; 350)$  cm/s.



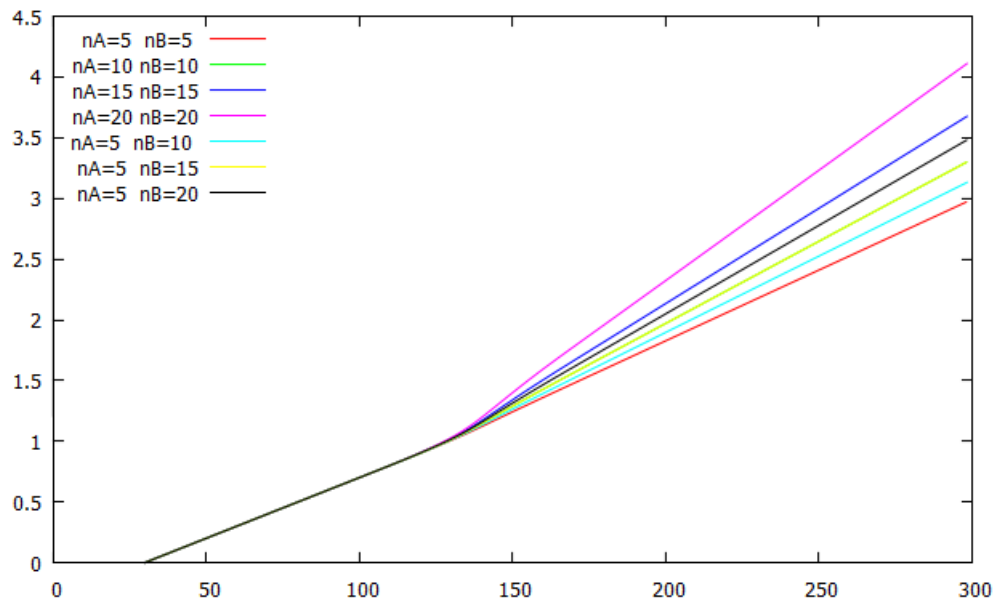
Obr. 6.7: Rychlost atomů pro různá kvantová čísla  $n_A$ ,  $n_B$ . Počáteční podmínky jsou  $\vec{x} = (0; 0; 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 001; 0; 350)$  cm/s.



Obr. 6.8: Trajektorie atomů pro různá kvantová čísla  $n_A$ ,  $n_B$ . Počáteční podmínky jsou  $\vec{x} = (0; 0; 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 001; 0; 350)$  cm/s.

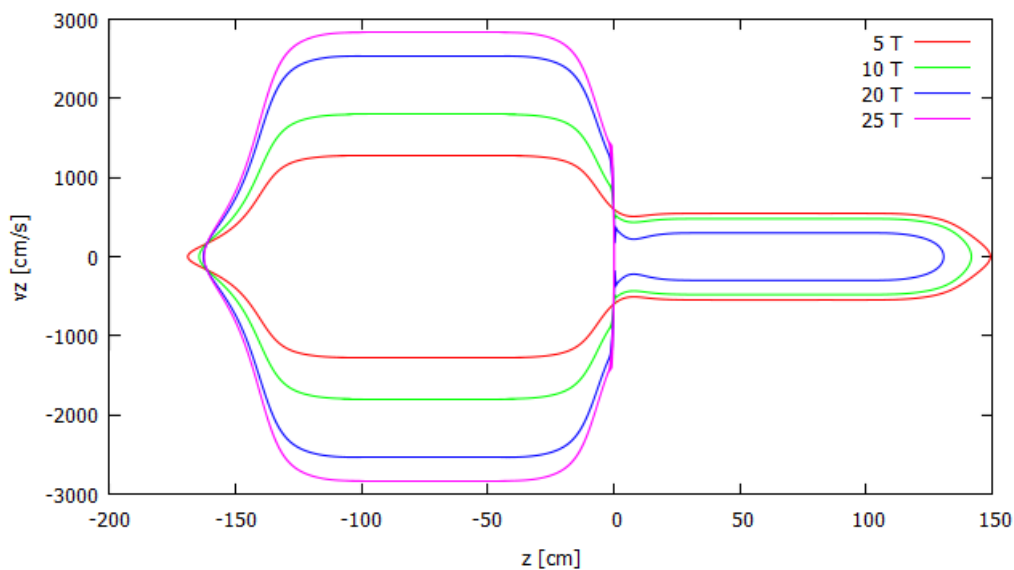
K ověření, že k tomuto jevu nedochází pouze pro malé rychlosti jsem použila různé hodnoty  $n_A, n_B$  i pro simulace výletu atomů z aparatury. Výsledek můžeme vidět na Obr. 6.9, ze kterého je patrné, že opět splývají trajektorie pro  $n_A = 5, n_B = 15$  a  $n_A = n_B = 10$ , tedy atomy, kdy je stejný průměr hodnot kvantových čísel.

Ze všech těchto obrázků vidíme, že trajektorie těchto atomů splývají, a tedy můžeme považovat výsledky pro stejné průměry hodnot za totožné.



Obr. 6.9: Trajektorie atomů pro různá kvantová čísla  $n_A, n_B$ . Počáteční podmínky jsou  $\vec{x} = (0; 0; 30)$  cm,  $\vec{v} = (10; 0; 1000)$  cm/s.

Dalším faktem, který jsem se zabývala, byla změna velikosti prvního magnetu. Vzhledem k tomu, že první magnet je o velikosti 5 T a druhý o velikosti 1 T, získala jsem přepočítání této velikosti a poté přepočítávala velikost prvního magnetu. Tímto způsobem jsem se dostala k velikosti 10 T, 20 T a 25 T. Vzhledem k tomu, že magnety na sebe v místě 0 cm navazují, bylo těžké zde udělat přesný přepočítání a z tohoto důvodu je v tomto místě skok. Ten však není pro vykreslování trajektorií problém, protože jak již bylo několikrát zmíněno, zásadní pro změnu rychlosti je gradient pole. Z obrázku je také patrné, že pro velká pole nedochází k pohybu ve druhém magnetu, ale pouze v prvním s větší velikostí. Počáteční rychlost v této simulaci byla  $v_z = 600$  cm/s, což je 6 cm/s, a můžeme vidět, že v největším poli byl atom urychlen téměř na  $v_z = 3000$  cm/s, což je 30 m/s.



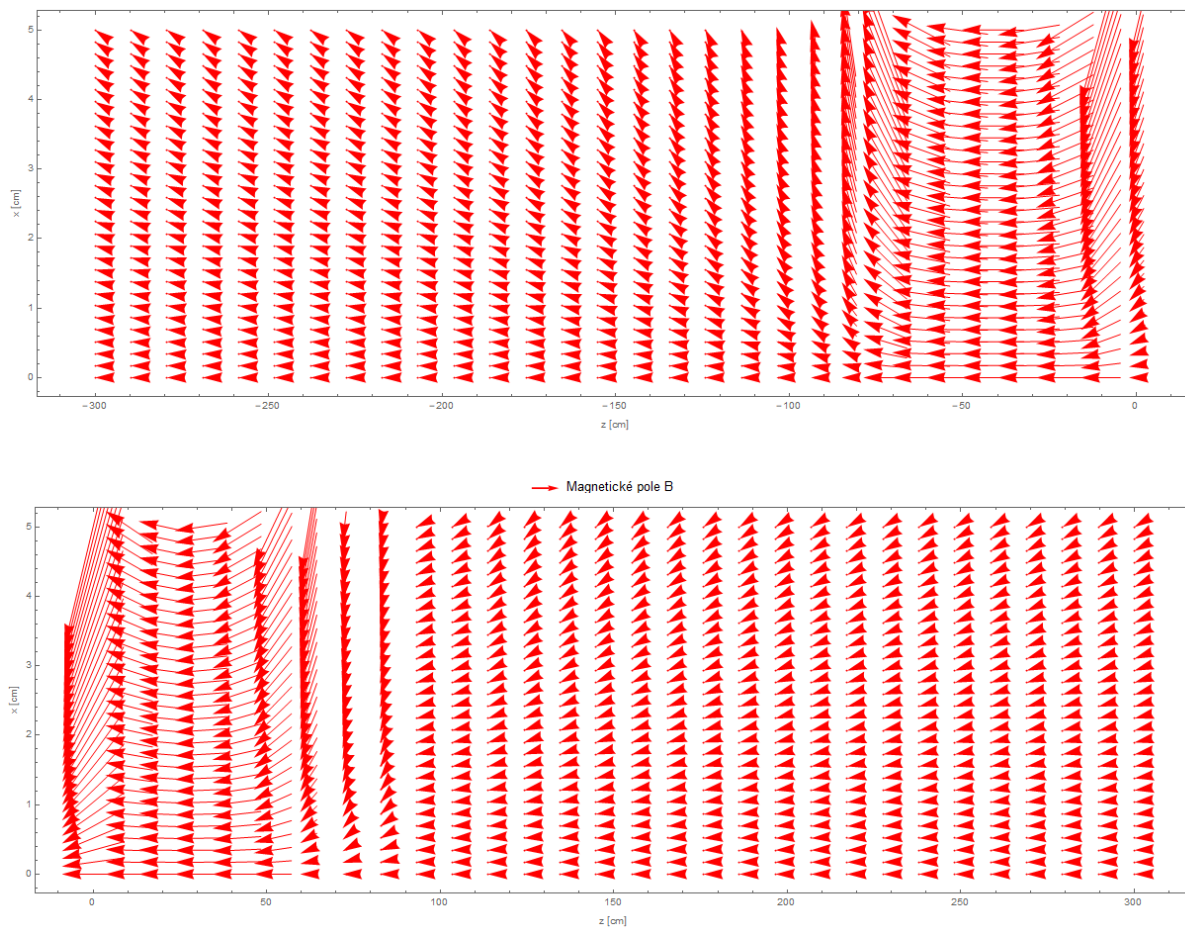
Obr. 6.10: Trajektorie atomů pro různé velikosti prvního magnetu. Druhý magnet má velikost 1 T. Počáteční podmínky jsou  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (0; 0; 0)$  cm,  $\vec{v} = (0; 0; 600)$  cm/s.

Posledním tématem, kterým jsem se zabývala, byla optimalizace pasti. K tomuto účelu jsem upravila magnetické pole, které vstupuje do solveru tak, že jsem eliminovala části, kde je pole homogenní. Pomocí mnou psaném programu jsem určila meze homogenity a poté pole v těchto mezích vymazala. V rámci zachování konzistentní velikosti mapy jsem na okrajové části vložila opakování okrajových částí předchozí mapy.

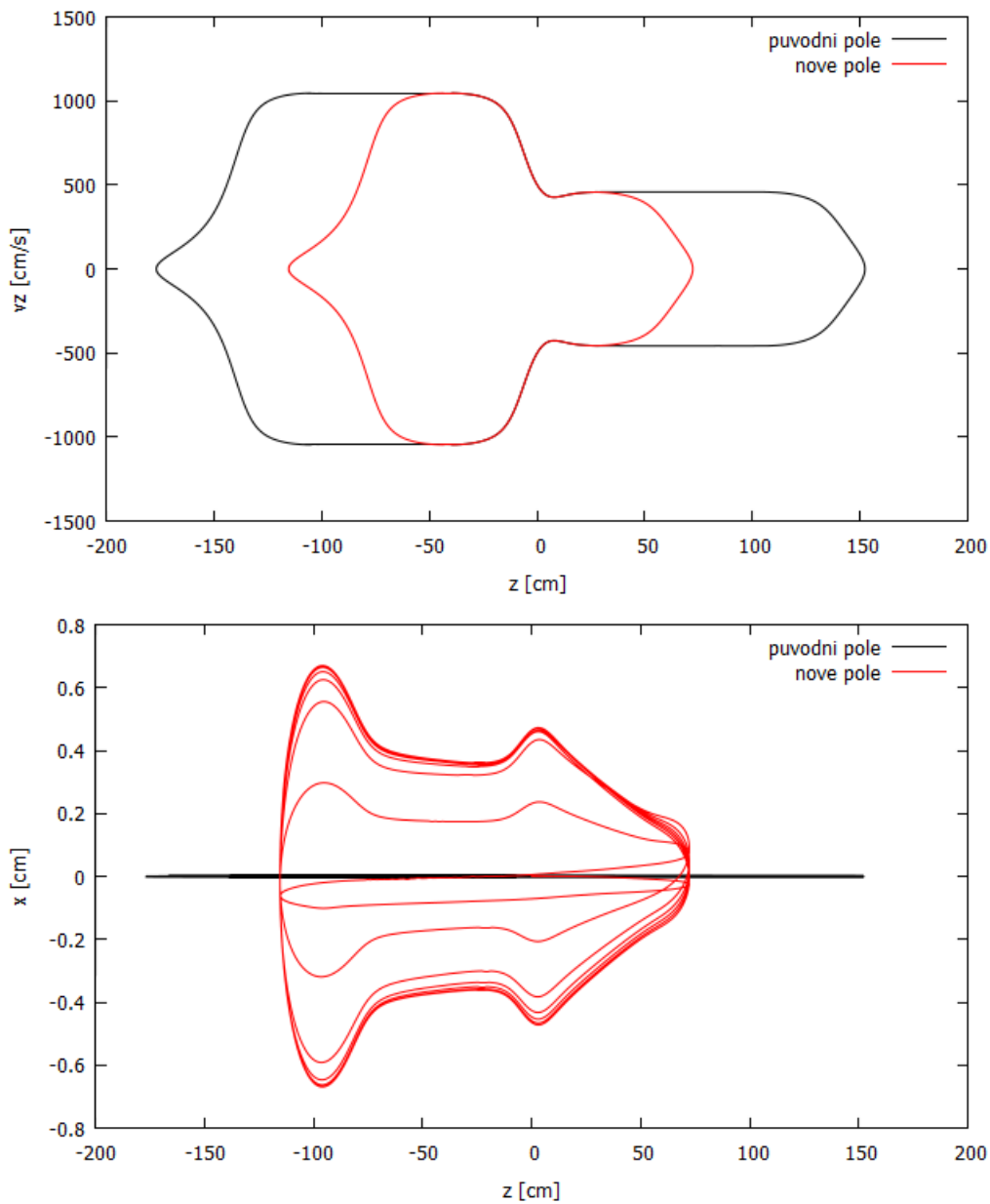
Program vyhodnotil, že magnetické pole je homogenní v prostoru od  $-102,5$  cm do  $-41$  cm v 5 T magnetu a také od  $27,5$  cm do  $107,5$  cm v 1 T magnetu. Vykreslení magnetické indukce nového pole můžeme vidět na Obr. 6.11. Na tomto obrázku je patrné zmenšení magnetu a tedy i posun místa gradientu, tedy místa, ve kterém dochází ke změně rychlosti antivodíkových atomů.

Fakt, že při zmenšení prostoru, kde je magnetické pole homogenní, a tedy jen posunutí místa gradientu je vidět v horní části Obr. 6.12. Na tomto obrázku je zakreslena rychlost ve směru osy  $z$  v závislosti na ose  $z$  pro staré pole černě a pro nové (zmenšené) pole červeně. Z obrázku je patrné, že na změnu rychlosti má vliv pouze gradient pole a pouze se zkrátí doba, po kterou atom dosahuje větší rychlosti.

Na Obr. 6.12 dole můžeme vidět trajektorii atomů v řezu osy  $z$  (tedy závislosti  $x$  na  $z$ ) pro staré a nové pole při minimálním vychýlení rychlosti v ose  $x$ . Zde můžeme vidět, že po dobu výpočtu programu, což činí 10 sekund, atom neopustil citlivý objem, ale po delší době výpočtu by došlo k anihilaci na stěně komory mnohem dříve, než pro původní pole. Toto zkrácení pasti je tedy možné pouze pro atomy, které nejsou vychýleny v ose  $x$ .



Obr. 6.11: Vykreslení magnetické indukce v novém poli. Nahoře prostor 5 T magnetu, dole prostor 1 T magnetu.



Obr. 6.12: Rychlost (horní část) a trajektorie (dolní část) atomů při vletu do magnetu pro staré pole a pro nové pole. Počáteční podmínky jsou  $n_A = n_B = 10$ ,  $\vec{x} = (0; 0; 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 001; 0; 500)$  cm/s.

# Závěr

Cílem této práce byl popis experimentu AEGIS a poté vyšetření pohybu antivodíku v magnetických polích.

První část byla věnována experimentu a důraz byl kladen především na jeho aparaturu. Důležitou částí experimentu je systém pastí, který je náš výzkum důležitý zejména proto, že pracuje s vysokými magnetickými poli. V této části textu je také zmíněn princip tvorby antivodíku, což je hlavní současný problém kolaborace. V poslední kapitole této části je popsán pozitronový systém experimentu a některé výsledky, kterých experiment v této části dosáhl. V této části je také pozornost věnována tvorbě pozitronia a jeho následné excitaci.

Druhá část se věnovala Rydbergovým atomům a manipulaci s nimi. Nejprve byl zaveden pojem Rydbergův atom a jeho chování v externích polích. Poté byla pozornost věnována simulacím pohybu antivodíku v magnetických polích. Byly vyšetřeny především trajektorie ultra chladných antivodíkových atomů, které se pohybují výrazně menší rychlostí než je rychlost plánována v experimentu, a jsou tedy náchylnější ke změně gradientu pole a manipulace je s nimi tedy snazší. Dále je nastíněna možnost objevu principu magnetické pasti na antivodíkové atomy pro různé velikosti magnetického pole a pro různé konfigurace tohoto pole. Tento princip se však musí blíže specifikovat a přesně určit parametry, které k němu vedou.



# Literatura

- [1] AEGIS Collaboration: *Probing antimatter gravity – The AEGIS experiment at CERN*. Web of Conferences 126, 2016.
- [2] AEGIS Collaboration: *Progress report on the AEGIS experiment (2015)*, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2121329/files/SPSC-SR-178.pdf> [online 3/1/2018]
- [3] AEGIS Collaboration: *The AEGIS experiment*. Hyperfine Interact, 2015.
- [4] AEGIS Collaboration: *The AEGIS experiment*. Hyperfine Interact, 2014.
- [5] S. Lehner: *Beam Optics Simulations and Thermal Shielding for the AEGIS Antihydrogen Experiment*, Diplomová práce, 2014.
- [6] G. Testera et al.: *Formation Of A Cold Antihydrogen Beam in AEGIS For Gravity Measurements*. AIP Conference Proceedings, 2008.
- [7] Ine Larsen Jernelv: *Optimising Positron-Positronium Conversion in Preparation of Positronium Laser Excitation*. Master Thesis, 2015.
- [8] Pauline Yzombard: *Laser cooling and manipulation of Antimatter in the AEGIS experiment*. Ph.D. Thesis, 2016.
- [9] AEGIS Collaboration: *Positron bunching and electrostatic transport system for the production and emission of dense positronium clouds into vacuum*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 362, 2015.
- [10] S. Berko a H. N. Pendleton: *Positronium*. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 1980.
- [11] David W. Gidley, Hua-Gen Peng, Richard S. Vallery: *Positron Annihilation as a Method to Charakterize Porous Materials*. Annu. Rev. Mater. Res., 2006.
- [12] R. S. Vallery, P. W. Zitzewitz, D. W. Gidley: *Resolution of the Orthopositronium-Lifetime Puzzle*. Phys. Rev. Lett., 2003.

- [13] Daniel Krasnický: *Antiproton Capture and Cooling for Production of Cold Antihydrogen*. Ph.D. Thesis, 2013.
- [14] ATRAP Collaboration: *First Laser-Controlled Antihydrogen Production*. Phys. Rev. Lett. 93, 2004.
- [15] AEGIS Collaboration: *Proposal for the AEGIS experiment at the CERN Antiproton Decelerator (Antimatter Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy)*, 2007. <http://cds.cern.ch/record/1037532/files/spsc-2007-017.pdf> [online 18/12/2017]
- [16] A. Tauschinsky: *Rydberg Atoms in External Electric Fields*. Master Thesis, 2008.
- [17] M. Špaček: *Dynamika pohybu antivodíku v experimentu AEGIS*. Diplomová práce, 2011
- [18] M. Špaček, V. Petráček: *Internal and external dynamics of antihydrogen in electric and magnetic fields of arbitrary orientation*, 21.6.2012 . <https://arxiv.org/pdf/1206.5171.pdf> [online 3/1/2018]