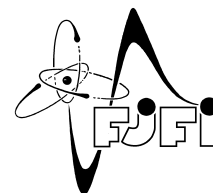




ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V  
PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ  
KATEDRA FYZIKY



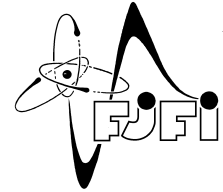
# Studium manipulace neutrální antihmoty v elektrických a magnetických polích s možností aplikace v experimentu AEgIS

## Bakalářská práce

Autor: **Alena Zemanová**  
Vedoucí práce: **doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.**  
Akademický rok: **2016/2017**



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



# **Study of Manipulation of the Neutral Anti-Matter by Means of Electric and Magnetic Fields with Possible Application in AEgIS Experiment**

Bachelor thesis

Author: **Alena Zemanová**  
Supervisor: **doc. RNDr. Vojtěch Petráček, CSc.**  
Academic year: 2016/2017

- Zadání práce -

### *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 6.1.2017

Alena Zemanová

*Název práce:*

**Studium manipulace neutrální antihmoty v elektrických a magnetických polích s možností aplikace v experimentu AEgIS**

*Autor:* Alena Zemanová

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* Bakalářská práce

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

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

*Abstrakt:* Tato bakalářská práce se zabývá pohybem antivodíkových atomů v magnetických polích. Nejprve je vysvětlen pojem Rydbergova atomu a poté jsou popsány jeho vlastnosti. Potom jsou shrnuty experimenty, které se zabývají studiem antihmoty. Popisu experimentu AEgIS, který plánuje historicky první přímé změření působení gravitačního zrychlení na antihmotu, je věnována další část práce. V závěru práce jsou zobrazeny a rozebrány trajektorie antivodíkových atomů v magnetickém poli experimentu AEgIS při různých počátečních podmínkách a následně možnost využití těchto výsledků i mimo oblast tohoto experimentu.

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

*Title:*

**Study of Manipulation of the Neutral Anti-Matter by Means of Electric and Magnetic Fields with Possible Application in AEgIS Experiment**

*Author:* Alena Zemanová

*Abstract:* In this thesis the movement of Antihydrogen atoms in magnetic fields is studied. Firstly the Rydberg atoms and their basic properties are introduced. Then an overview of experiments, that study antimatter, is presented. The next chapter is then dedicated to the AEgIS experiment and its goal as the historically first experiment to directly measure the influence of Earth's gravitation on antimatter. In the last part of this thesis, trajectories of Antihydrogen atoms in the magnetic field of the AEgIS experiment, with varied initial conditions, are put forth and examined, along with their potential use outside this experiment.

*Key words:* Anti-matter, antiproton decelerator, Antihydrogen, experiment AEgIS, 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.

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>1 Rydbergovy atomy</b>   | <b>12</b> |
| 1.1 Rydbergovy atomy bez vnějšího působení . . . . .                      | 13        |
| 1.2 Rydbergovy atomy ve vnějším elektrickém poli . . . . .                | 14        |
| <b>2 Experimenty využívající antihmotu</b>                                | <b>17</b> |
| 2.1 Historie antivodíkových experimentů v CERNu . . . . .                 | 17        |
| 2.1.1 Antiprotonový prstenec LEAR . . . . .                               | 17        |
| 2.1.2 AD program, ATHENA a ATRAP . . . . .                                | 19        |
| 2.2 Experimenty využívající antihmotu probíhající v současnosti . . . . . | 23        |
| 2.2.1 Experiment ALPHA . . . . .  | 23        |
| 2.2.2 Experimenty BASE, ASACUSA a AEGIS . . . . .                         | 25        |
| 2.3 Budoucnost antivodíku v CERNu . . . . .                               | 27        |
| 2.3.1 Antiprotonový decelerátor ELENA . . . . .                           | 27        |
| 2.3.2 Gbar projekt . . . . .  | 28        |
| <b>3 Experiment AEgIS</b>   | <b>33</b> |
| 3.1 Aparatura experimentu . . . . .                                       | 34        |
| 3.1.1 Práce s pozitrony . . . . .   | 35        |
| 3.2 Produkce pozitronia a antivodíku . . . . .                            | 36        |
| 3.2.1 Ústřední část experimentu . . . . .                                 | 39        |
| 3.3 Princip měření gravitačního zrychlení . . . . .                       | 39        |
| <b>4 Simulace letu antivodíku v magnetických polích</b>                   | <b>42</b> |
| 4.1 Konfigurace pole . . . . .  | 42        |
| 4.2 Simulace letů v experimentu AEgIS . . . . .                           | 44        |



|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 4.3      | Ultra chladné antivodíkové atomy . . . . .                                    | 46        |
|          | <b>Závěr</b>  | <b>51</b> |
| <b>A</b> | <b>Příloha: Dynamika vodíku v elektrických a magnetických polích</b>          | <b>52</b> |
| A.1      | Pohybová rovnice antivodíku v externím poli . . . . .                         | 52        |
| A.2      | Program využívaný pro vykreslování trajektorie antivodíkových atomů . . . . . | 53        |

# Úvod

Nerelativistická kvantová mechanika byla formulována v poměrně krátkém období mezi lety 1923-1926, avšak její relativistická verze se zdála být mnohem větším problémem. Již Paul Dirac, který v roce 1927 formuloval svou rovnici si uvědomoval, že popisuje energii volného elektronu danou výrazem

$$E^2 - p^2m^2 = m^2c^4.$$

Tato rovnice má však dvě řešení, a sice

$$E = \pm \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4},$$

což znamená, že jsou možné stavy nejen s negativní energií, ale také s negativní amplitudou pravděpodobnosti. Tento problém nemohl být ignorován, musíme zahrnout všechny stavy, což v tomto případě zahrnuje i námi nechtěné stavy se zápornou energií.

Dirac v rámci řešení tohoto problému navrhl využití vylučovacího principu v tzv. Diracově moři. V tomto modelu předpokládá, že vakuum je moře elektronových stavů ze zápornými energiemi a že všechny energetické stavy jsou obsazené. Pauliho vylučovací princip předpokládá, že když ke dvojici elektronů, které jsou na stejné hladině, ale mají různé spiny, přidám další elektron, musí být na hladině vyšší. Tímto způsobem se plní hladiny výš a výš do té doby, než se naplní pásy povolených energií. Poté se pokračuje v dalším pásu. Tento princip tedy zakazuje přechody do obsazených stavů. Mezi vakuem se zápornými energiemi a kladnými energiemi však existuje energetická mezera a pokud udělíme částici určitou energii, můžeme ji z vakua vytrhnout. Tímto způsobem vznikne ve vakuu kladná díra, kterou Dirac interpretoval jako kladně nabitý elektron - později pojmenován jako pozitron. Dirac navíc z tohoto modelu předpokládal, 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  $\pi^0$  a  $\eta^0$ , které jsou sami sobě antičásticí.

Pokud se částice setká se svou antičásticí, většinou anihilují. Pokud se jedná o tzv. elementární antičástice (fermiony, kvarky, leptony), zaniknou při uvolnění dvojice fotonů. Při anihilaci tzv. složených antičástic (antibaryonů) však vzniká několik neutrálních a nabitých mezonů  $\pi$ . Tímto anihilačním procesem lze tedy dokázat, že  $\pi$  mezony lze považovat za kvanta jaderného silového pole stejně, jako jsou fotony kvanta elektromagnetického pole.

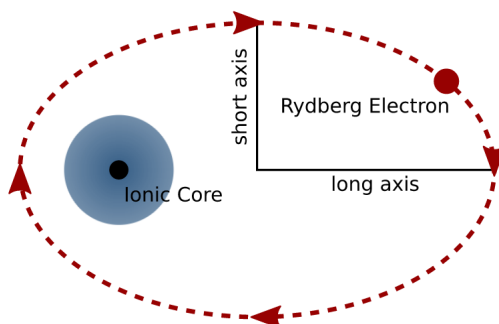
Cílem této práce je vyšetření chování antivodíkových atomů ve vnějším magnetickém poli. V **první kapitole** bude nejprve zaveden pojem Rydbergův atom a některé jeho základních vlastnosti ať již mimo externí pole, nebo v přítomnosti vnějších polí. Důraz je kladen především na vodíku podobné atomy. Největší výzkumné středisko pro antihmotu se nachází v decelerátorové hale ve středisku CERN na pomezí Švýcarska a Francie. Ve **druhé kapitole** bude uveden stručný přehled těchto experimentů. V následující, **třetí kapitole** je kladen důraz na jeden z těchto experimentů, s názvem AEgIS, na kterém spolupracuje kolaborace na naší fakultě. Tento experiment se zabývá měřením gravitačního zrychlení padajícího antivodíku. V poslední, **čtvrté kapitole** jsou vykresleny a vyhodnoceny vybrané simulace pohybu antivodíku v magnetickém poli.

# Kapitola 1

## Rydbergovy atomy

Rydbergův atom je pojmenován po švédském fyziku Johannesi Robertu Rydbergovi, který celý život pracoval na klasifikaci atomových spektrálních čar. Je to 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. 1.1.

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 elektrického pole. Tato citlivost se využívá především k manipulaci v externích polích.



Obr. 1.1: 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. [5]

## 1.1 Rydbergovy atomy bez vnějšího působení

Jak můžeme vidět na Obr. 1.1, 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 podobnými 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:

$$i\frac{\partial\Psi(r,t)}{\partial t} = \left(-\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{1}{|r|}\right)\Psi(r,t). \quad (1.1)$$

Tato rovnice je pro vodík řešitelná analyticky a pro sférický souřadný systém dostáváme řešení vlastních energií, které jsou úměrné

$$E_n \sim -\frac{1}{2n^2}, \quad (1.2)$$

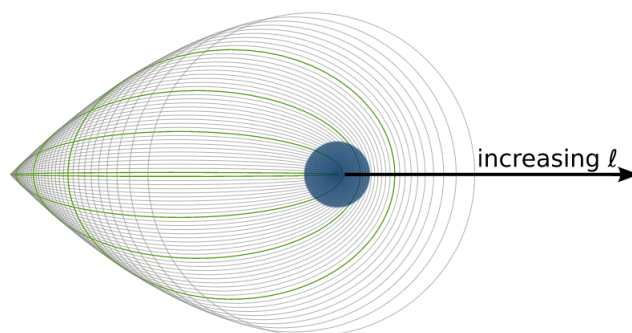
kde hlavní kvantové číslo  $n$  popisuje danou sadu stavů. Pro každé  $n$  však existuje několik degenerovaných vlastních stavů se stejnou energií  $E_n$ . Pro každý ze stavů  $n$  existuje  $n$  podstavů různých momentů hybnosti  $l$  a pro každé takové  $l$  existuje  $2l+1$  podstavů projekcí tohoto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

Na Obr. 1.2 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 přeletu 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

$$E_{nl} = -\frac{1}{2(n - \delta_l)^2}, \quad (1.3)$$

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  $n$ . [5] 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. 1.2: 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. [5]

## 1.2 Rydbergovy atomy ve vnějším elektrickém poli

Jak již bylo řečeno výše, Rydbergovy atomy jsou velmi citlivé na změny vnějšího pole. Chování atomů v nehomogenním elektrickém poli se nazývá Starkovým jevem. Zatímco v nulovém poli jsou všechny stavy s hlavním kvantovým číslem  $n$  degenerované, při působení elektrického 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

$$H = H_0 + F_z = -\frac{\nabla^2}{2} - \frac{1}{r} + F_z, \quad (1.4)$$

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. 1.3. 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 parabolických. Při použití parabolických proměnných  $(\xi, \eta, \phi)$  se vlnové funkce,

kteřé odpovídají nulovému elektrickému poli, dají zapsat jako součin

$$\Psi(\xi, \eta, \phi) = u_1(\xi)u_2(\eta)e^{im\phi}. \quad (1.5)$$

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

$$E_{nn_1n_2m} = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3Fn}{2}(n_1 - n_2) - \frac{F^2}{16}n^4(17n^2 - 3(n_1 - n_2)^2 - 9m^2 + 19), \quad (1.6)$$

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

$$n = n_1 + n_2 + |m| + 1 \quad (1.7)$$

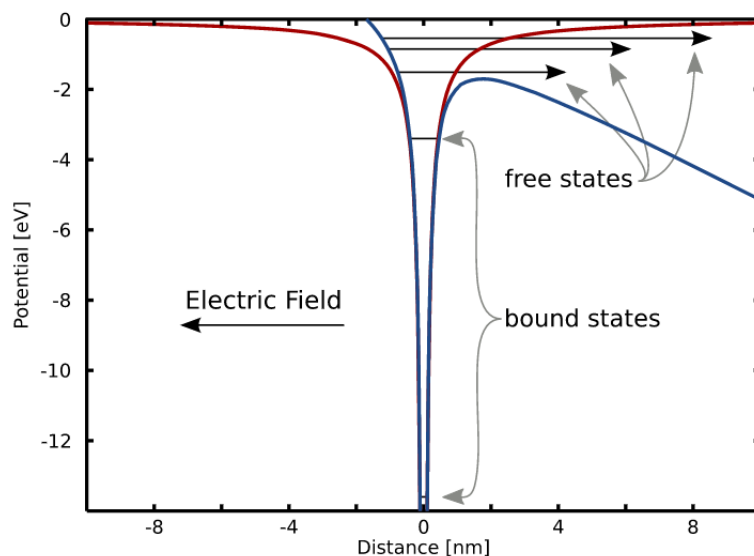
a jejich hodnota je rovna počtu uzlů ve vlnových funkcích  $u_1$  a  $u_2$  ze zavedení vlnových funkcí v parabolickém systému. V elektrickém poli už se využívají pouze kvantová čísla  $n$  a  $|m|$ , přičemž rovnice pro energie je v nižších řádech nezávislá na  $|m|$ , později se však začíná projevovat degenerace. [5]

Protože rovnice (1.6) bohužel diverguje, nemůžeme ji použít pro příliš silná pole. Pro slabá elektrická pole ale tato rovnice přináší správné výsledky.

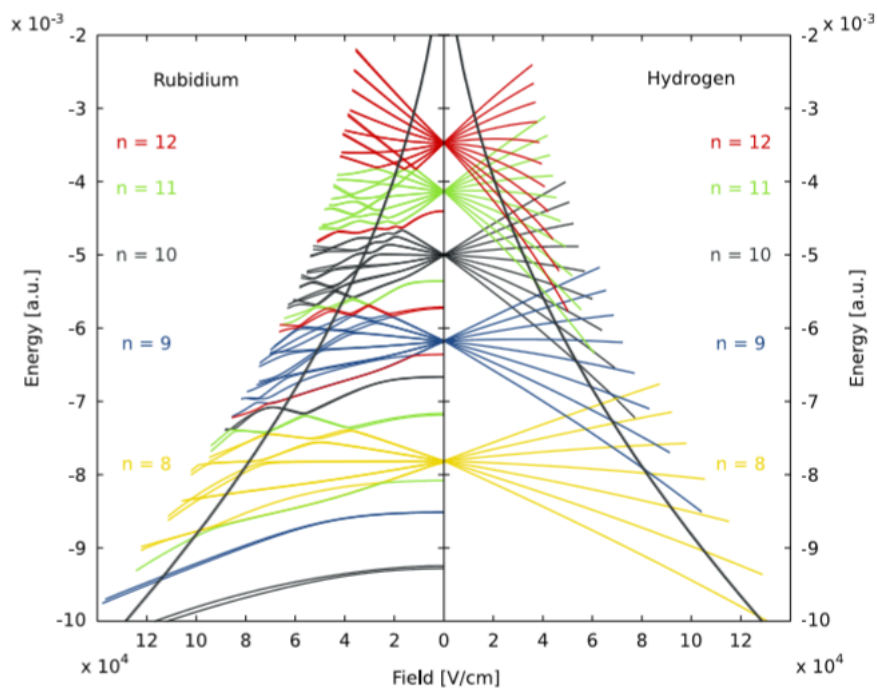
Výsledek působení elektrického pole můžeme vidět na Obr. 1.4, který se také nazývá Starkova mapa. Tento obrázek ukazuje energetické hladiny rubidia (vlevo) a vodíku (vpravo) pro stejná  $n$ , ale různá  $l$ . Hlavní kvantové číslo  $n$  se pohybuje kolem 10. Jak můžeme vidět, každá sada stavů se rozdělí 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, a sice pomocí tzv. Inglis-Teller limitu

$$F_{IT} \sim \frac{1}{3n^5}. \quad (1.8)$$

Dále je třeba si povšimnout, že vodíkové stavy na Obr. 1.4 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 změň, a tento jev se nazývá "vyhýbavé křížení", avoided crossing.



Obr. 1.3: 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. [5]



Obr. 1.4: Starkovy mapy rubidia a vodíku. Stavy se stejným hlavním kvantovým číslem  $n$  jsou stejné barvy. Černá linie značí klasickou ionizační limitu. [5]



## Kapitola 2

# Experimenty využívající antihmotu

Dříve, než se blíže seznámíme s experimenty, které se zabývají nebo využívají antihmotu, vysvětlím, proč se v těchto experimentech využívá právě antiproton.

Nápad použít pro testování symetrie hmoty a antihmoty antiproton měl již Dirac ve své řeči k udělení Nobelových cen v roce 1933. Domníval se, že náš vesmír obsahuje stejně hvězd jako antihvězd, které jsou stvořeny zejména z pozitronů a negativních protonů. Také se ale domníval, že astronomickými metodami nebude možné rozlišit jejich spektrum. Od té doby již ale umíme pozorovat spektrum vodíku i antiprotonu v laboratoři užitím dvoulaserové spektroskopie a víme, že se Dirac nemýlil, jejich spektrum je stejné.

Antiproton je také vhodným adeptem na měření gravitačních efektů na antihmotu, protože při použití nabitých částic jsou gravitační efekty potlačeny elektrickým i magnetickým polem (Lorentzova síla).

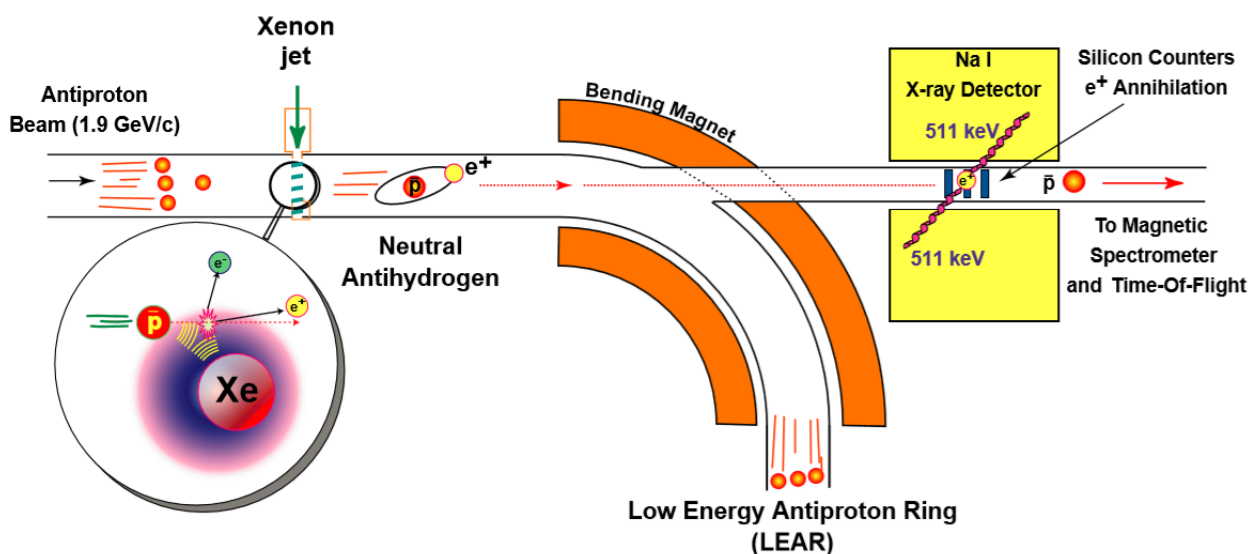
## 2.1 Historie antiprotonových experimentů v CERNu

### 2.1.1 Antiprotonový prstenec LEAR

Dříve, než bylo možné provádět experimenty, bylo samozřejmě nutné vymyslet efektivní zdroj antiprotonu. Již po objevení antiprotonu bylo známo, jak lze vytvořit antiproton i pozitron v laboratoři, ale vždy se pohybovaly téměř rychlostí světla. Pro formaci antiprotonu jsou ale potřeba nízké relativní rychlosti. V roce 1978 se v Novosibirsku objevil první nápad, jak toto spojení prakticky uskutečnit, a to pomocí elektronového chlazení antiprotonového svazku. Jako vedlejší efekt byla pozorována rekombinace protonů, která vedla ke vzniku neutrálních vodíkových atomů a poté snížení intenzity protonů, a tento úbytek souhlasí s teoretickými výpočty.

Již dva roky po tomto zjištění byl v CERNu zkonstruován první nízkoenergetický antiprotonový prstavec LEAR (low-energy antiproton ring), který byl v provozu mezi lety 1982 až 1996.

V průběhu fungování tohoto prstence bylo navrženo mnoho způsobů, jak výrobu antivodíku zefektivnit. Ovšem první uskutečněná myšlenka byla navržena v roce 1993 vědci z Fermilabu. Jednalo se o nový způsob přípravy antivodíku, která je uskutečňována v letu. Pokud antiproton prolétá Coulombickým polem jádra s nábojem  $Z$ , může vytvořit pár  $e^+e^-$  a antiproton může příležitostně zachytit pozitron z takto vytvořeného páru a vytvořit antivodík. Později byl terčik v tomto návrhu nahrazen xenonovou tryskou (xenon byl vybrán z důvodu velkého  $Z$ ), která vstříkává jádra xenonu do svazku cirkulujících antiprotonů. V neposlední řadě byl přidán detekční systém na místo, kde byl dříve terčíkový systém. Schéma principu tohoto návrhu je zobrazeno na Obr. 2.1. Tato myšlenka byla v roce 1995 na LEARu uskutečněna a během 17 hodin bylo vytvořeno a pozorováno 9 antivodíkových atomů pohybujících se 90% rychlostí světla.[6]

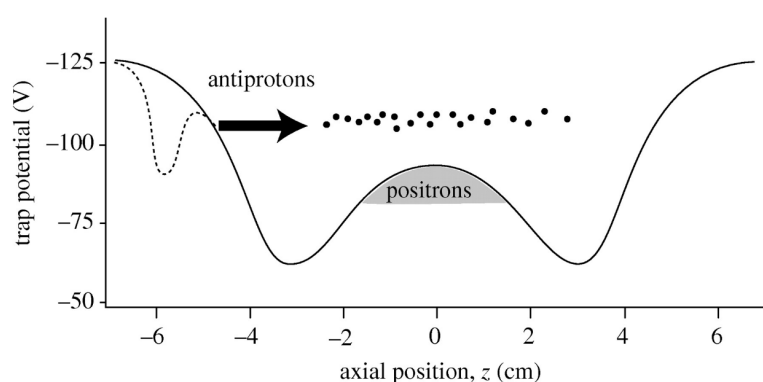


Obr. 2.1: Princip experimentu LEAR. [6]

Dalším problémem, který bylo potřeba vyřešit je chlazení antivodíku. Již v roce 1985 navrhla kolaborace TRAP vývoj, který by mohl vést k produkci pomalých (tedy "studených") antivodíků, což by zajistilo delší životnost atomů, a tedy lepší přesnost měření. Prvním návrhem bylo uvěznění antiprotonů v Penningově pasti, s cílem porovnat rozdíly mezi inerciální (setrvačnou) hmotou antiprotonu a protonu. Tímto způsobem se podařilo držet antiprotony o energiích v rámci keV, jejich ochlazování pomocí elektronového oblaku na energie v rámci mili-eV a také porovnání nábojového a hmotnostního poměru antiprotonů a protonů s přesností  $10^{-10}$ .

Dalším návrhem jak vytvořit pomalý antivodík, byla takzvaná "hnízdová" past, přesněji řečeno dvojitá jáma. V tomto návrhu jsou pozitrony zachyceny ve vnitřní jámě a antiprotony ve vnější. Antiprotony jsou poté poslány do vnitřní jámy (která je pro ně potenciálovým valem), tam zpomalí, ztratí energii kvůli kolizím s pozitrony a poté vytvoří antivodík. Náčrt tohoto principu můžeme vidět na Obr.2.2.

V roce 1996 byl antiprotonový prstenec LEAR uzavřen a použit k urychlovací kaskádě LHC. Ze studia antihmoty se ale neustoupilo, byl vytvořen nový program, s názvem "Antiproton Decelerator".



Obr. 2.2: Schéma principu double well trap. Na svislé ose je znázorněna velikost potenciálu v jámě(za zmínku stojí opačná orientace osy); na vodorovné ose je znázorněna pozice. [6]

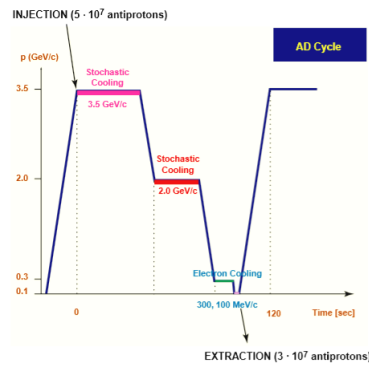
### 2.1.2 AD program, ATHENA a ATRAP

Po zavření experimentu LEAR byla jedna z jeho částí, antiprotonový kolektor přetransformován tak, aby v něm mohlo probíhat zároveň shromažďování, stochastické a elektronové chlazení a zpomalování antiprotonů. Tento experiment dostal název Antiproton Decelerator a stručný náčrt průchodu antiprotonů můžeme vidět na Obr. 2.3 a schéma celého AD včetně vnitřních experimentů, ke kterým jsou antiprotony přiváděny na Obr. 2.4.

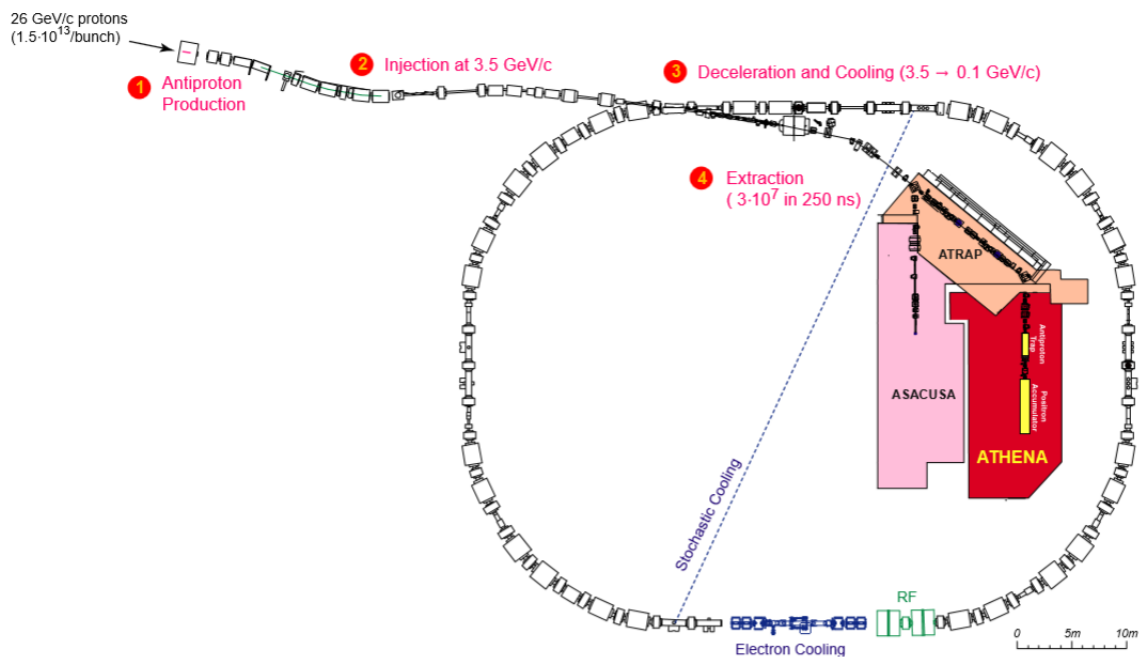
K prvním experimentům, které byly prováděny na AD patřil (A)TRAP, který již pracoval na prstenci LEAR a nově vytvořená kolaborace ATHENA. Prvním cílem těchto skupin bylo nejprve vylepšit produkci pomalého antivodíku a poté zachycování a chlazení těchto atomů.

Metody, které byly využívány pro uchovávání antiprotonů vycházely z dvoujámové pasti, navrženou kolaborací TRAP. Oba experimenty pracují s velkým magnetickým polem, vedoucím kolem symetrických os mnoha cylindrických elektrod. Napětí, které je přiváděno tvoří Penningovu past, která ohraničuje antiprotony, pozitrony a elektrony a zamezuje interakcím mezi nimi.

Elektrody jsou chlazeny tekutým heliem, což zaručuje výrazně vyšší délku života antiprotonů i pozitronů (až na několik hodin i více), a tedy je dostatečně dlouhá pro výrobu antivodíku.



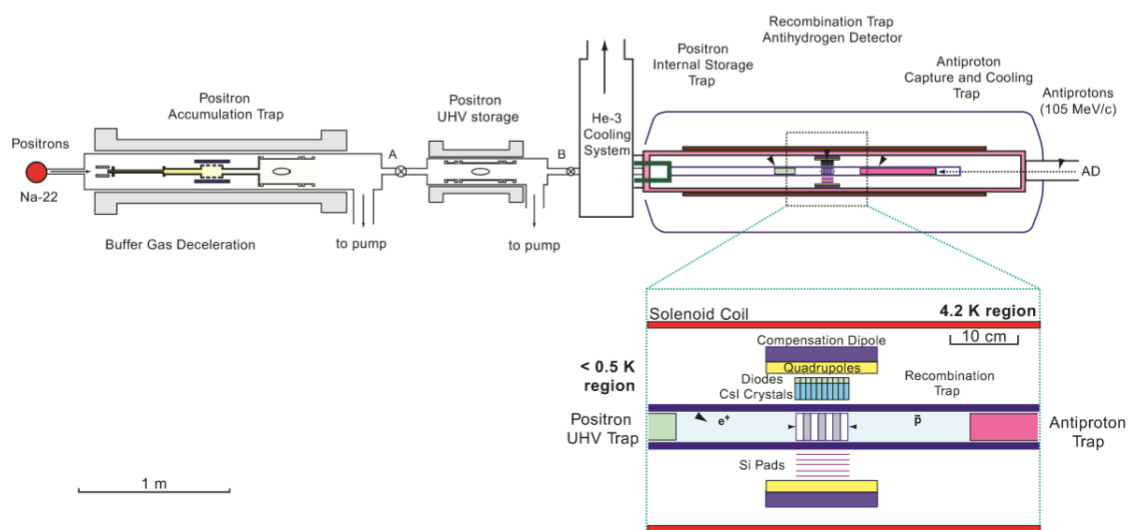
Obr. 2.3: Schéma cyklu antiprotonů na AD. [6]



Obr. 2.4: Náčrso antiprotonového decelátoru v době jeho vzniku. K AD jsou připojeny 3 experimenty, ATHENA, ASACUSA a ATRAP. [6]

Přestože se experimenty neliší v uchování antiprotonů, liší se v akumulaci pozitronů. V ATRAPu jsou pozitrony vytvořeny ze sodíkového zdroje ( $^{22}\text{Na}$ ), poté zpomalí a vytvoří Rydber-

govo pozitronium. Pomocí pole je tento objekt ionizován a přímo akumulován v kryogenní vakuové pasti. ATHENA ale využívá oddělený akumulátor, kde jsou pozitrony ze stejného zdroje zpomaleny, ochlazeny, zachyceny a akumulovány pomocí dusíkového vyrovnávacího plynu. Každých pět minut jsou pozitrony přemístěny do kryogenní vakuové pasti, kde jsou zchlazeny synchrotronním chlazením. Stručné schéma experimentu ATHENA můžeme vidět na Obr. 2.5.



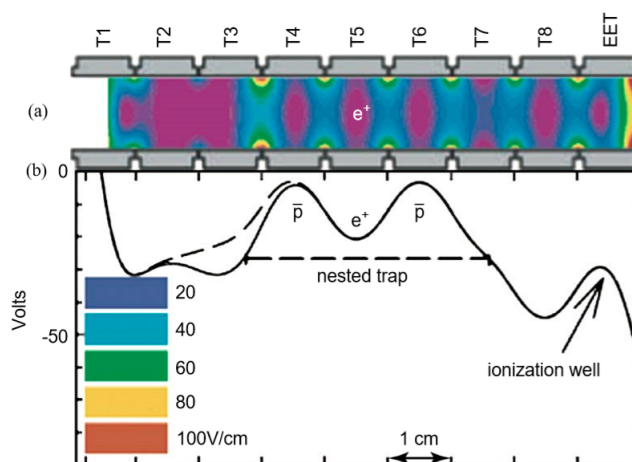
Obr. 2.5: Schéma experimentu ATHENA. Zobrazeny jsou supravodivý magnet se zachytávací pastí, pasti pro skladování pozitronů a rekombinační pasti. [8]

Dalším aspektem, v němž se tyto experimenty od sebe liší, je způsob detekce antivodíku. ATHENA využívá velký prostorový úhel částicového detektoru, který je navržen tak, aby identifikoval antivodík, který uniká a anihiluje na elektrodách pasti. Tato identifikace probíhá pomocí detekce splývavé časové a prostorové anihilace antiprotonu a pozitronu. Naproti tomu ATRAP používá metodu vhodnou pro vysoce excitované antivodíkové atomy, které opouští dvoujámovou past ve směru osy magnetického pole a zároveň jsou ionizovány elektrickým polem. Toto elektrické pole ionizační jámy je zkonstruováno tak, že může vstoupit pouze antiproton, který je navázaný na pozitron a pohybuje se v okolí zhruba 4 cm. Nastavení této detekce můžeme vidět na Obr. 2.6 a výstup z čítačů na Obr. 2.7.

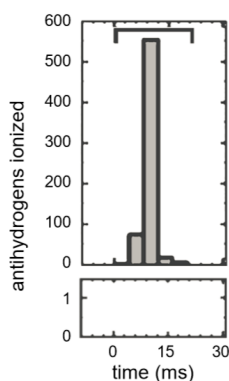
V roce 2002 byla ATHENA prvním experimentem, kterému se podařilo vyprodukovat studené antivodíkové atomy, které byly vytvořeny pomocí dvoujámové pasti. Prvotním znakem vzniku antivodíku je náhlý skok v počtu anihilací po době, která je potřebná pro zpomalení antiprotonů (okolo 20-30 ms). Experiment ATRAP pozoroval vznik antivodíku jen o šest týdnů

později.

Přestože ATHENA ukončila svůj provoz v roce 2004, experiment ATRAP je stále funkční a pokračuje ve výrobě antivodíku s takovými vlastnostmi, aby bylo možné porovnávání s klasickými vodíkovými atomy.



Obr. 2.6: Uspořádání dvoujámové pasti u experimentu ATRAP. (a) Barvy ukazují rozsah elektrického pole a proužky antivodíkových atomů. (b) Potenciál pro pozitronové chlazení antiprotonů, během kterého se antivodík formuje. [7]

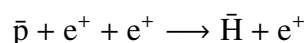


Obr. 2.7: Výstup experimentu ATRAP. V horní části antiprotony z antivodíkové ionizace, které jsou uvolňovány z ionizační jámy během 20 ms. V dolní části nejsou načteny žádné antiprotony, protože v pasti nejsou žádné pozitrony. [7]

## 2.2 Experimenty využívající antihmotu probíhající v současnosti

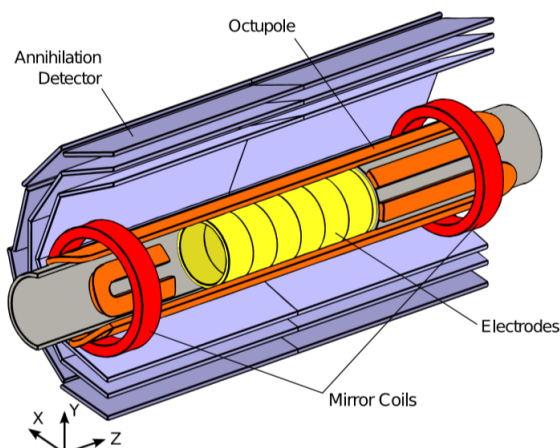
### 2.2.1 Experiment ALPHA

Hlavním představitelem současné práce s antiprotony a antivodíkovými atomy je experiment ALPHA, který se stal nástupcem experimentu ATHENA v roce 2005. Pasti v experimentu ATHENA byly navrženy pouze pro nabitě částice, a tedy neutrální antiatomy unikaly a anihilovaly krátce poté, co byly vytvořeny. Hlavní novinkou, se kterou experiment ALPHA přišel, je nehomogenní magnetické pole, které může udržet i neutrální atomy pomocí interakce magnetického pole s dipólovými momenty atomů. Tato past využívá oktupólový magnet, který zadržuje antivodík radiálně a zrcadlové cívky, které poskytují axiální zadržení. Schéma této centrální části aparatury můžeme vidět na Obr. 2.8. Vzhledem k tomu, že magnetická potenciálová jáma zachytí pouze atomy, které jsou v základním stavu. To znamená, že samotný antivodík musí být vyroben z částic, které jsou ochlazené na minimum, kterého je aparatura schopna dosáhnout, aby se zvýšila pravděpodobnost zachycení. Toto ochlazení také zvýší efektivitu výroby antivodíku, protože výrobní proces probíhá pomocí tří částicové rekombinace



a tento proces silně závisí na teplotě pozitronů.

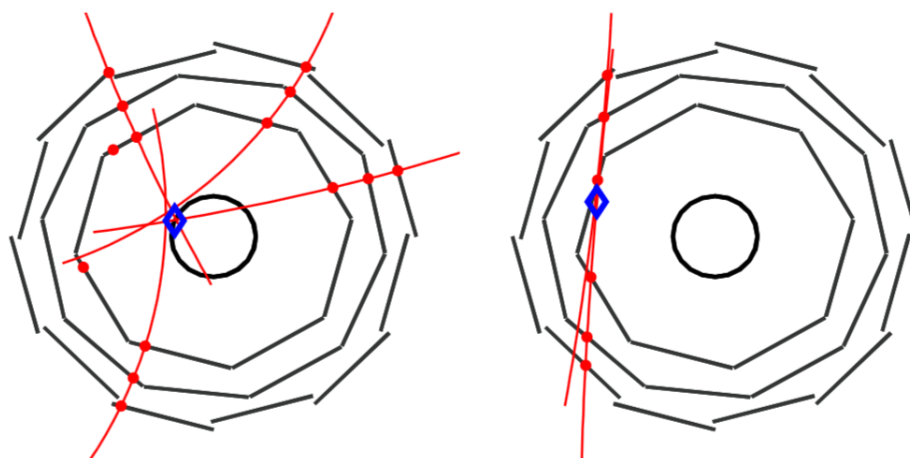
Základním mechanismem, který je v experimentu použit k chlazení je založen na emisi cyklotronového záření nabitých částic, které rotují v magnetickém poli. Vzhledem k tomu, že pozitrony mají nízkou hmotnost, mohou být chlazeny přímo. Naproti tomu antiprotony, které jsou výrazně těžší, musí být nejprve ohraničeny spolu s elektrony, aby k nim poté přivedly kinetickou energii pomocí kolizí. Elektrony, podobně jako pozitrony, vyzáří tuto energii pryč. V praxi je teplota jak pozitronů, tak antiprotonů a něco vyšší, než je teplota stěn pasti, která byla naměřena zhruba 8 K. [9]



Obr. 2.8: Schéma centrální části experimentu ALPHA. Žlutě jsou vyznačeny elektrody, červeně a oranžově magnety a modře je zobrazen anihilační detektor. [7]

K detekci a následné rekonstrukci buď bodu anihilace nebo anihilačního vertexu je používán třívrstvý křemíkový detektor, který je zobrazen na Obr. 2.8 (vyznačen modrou barvou). Tento přístroj se skládá ze 60 samostatných modulů, které jsou rozděleny na dvě poloviny a symetricky uspořádány ve třech vrstvách kolem antivodíkové pasti. Každý modul je pokryt oboustrannou povrchovou křemíkovou vrstvou, která produkuje signál po průchodu nabitého pionu, který uloží všechnu svou energii přímo do zařízení. Vzhledem k tomu, že se pozice dá přečíst z každé vrstvy detektoru, je možné přímo rekonstruovat trajektorii pionu a přesné určení anihilačního vertexu. Finální rozlišení tohoto přesného určení je asi 7-8 mm, přesnost celkové rekonstrukce anihilace je asi 60 % a problémem je zejména rozptyl pionu mezi místem anihilace a detektorem. Dva příklady zrekonstruovaných událostí pomocí tohoto detektoru můžeme vidět na Obr. 2.9. Tři vrstvy detektoru jsou na tomto obrázku zobrazeny jako vnější polygonové vrstvy a elektrody samotné pasti jako kolečko uprostřed. Červená kolečka značí, kde došlo k detekci částic, červená čáry jsou nabitované spirálovité trajektorie a modrá značka je místem zrekonstruovaného vertexu. [9]



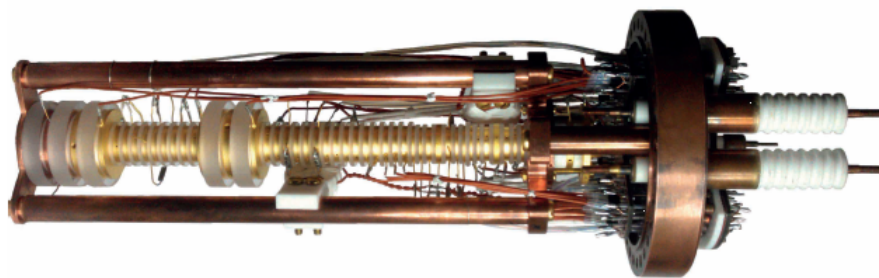


Obr. 2.9: Zrekonstruované události v detektoru ALPHA. Vlevo: vertex anihilace antiprotonu se čtyřmi drahami; vpravo: nabitá částice z pozadí procházející skrz detektor. [9]

### 2.2.2 Experimenty BASE, ASACUSA a AEGIS

Dalším experimentem, který se snaží co nejpřesněji porovnat rozdíly mezi hmotou a anti-hmotou, je experiment nazvaný BASE (Baryon Antibaryon Symmetry Experiment), který byl schválen a začal působit v roce 2013. Hlavním cílem tohoto experimentu je porovnat magnetické momenty antiprotonu a protonu s dosud nezměřenou přesností.

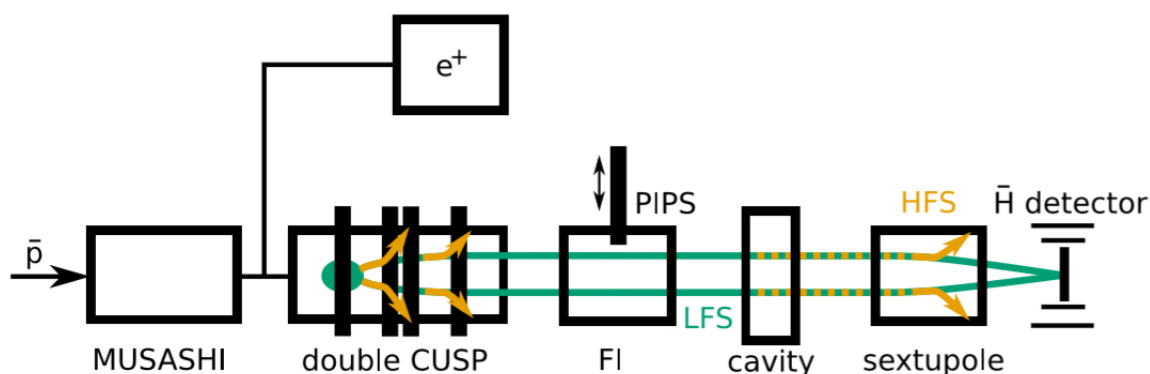
Přímé měření magnetického momentu vyžaduje změření dvou frekvencí, a sice Larmorovy frekvence, která charakterizuje precesi, a cyklotronovou frekvenci, která popisuje částici v magnetickém poli. Experiment BASE k tomuto měření využívá své dvě Penningovy pasti, které umožňují provést měření obou frekvencí zároveň. Pro další využití jsou zkonstruovány další dvě pasti. Monitorovací past je nastavena tak, aby v přímém přenosu sledovala jakékoliv odchylky v magnetickém poli, a tím dovoluje týmu provádět potřebné úpravy již během měření. Druhá past, nazvaná rezervoár je, jak již název napovídá, určena ke skladování antiprotonů, aby mohl být experiment prováděn nezávisle na příjmu svazku antiprotonů z decelerátoru. První velmi přesné výsledky vydal tým BASE v červnu roku 2014 a od té doby pracuje na zkvalitnění přesnosti měření.[10] Fotku pastí, používaných na experimentu BASE můžeme vidět na Obr. 2.10.



Obr. 2.10: BASE: systém multi-Penningových pastí. [11]

Dalším experimentem, který je umístěn v decelerátorové hale, je experiment s názvem ASACUSA (Atomic Spectroscopy And Collisions Using Slow Antiprotons). Byla založena v roce 1997 a jejím cílem je především testování CPT invariance pomocí štěpení základního stavu vodíku a antivodíku. Úspěšná produkce antivodíku v jejích vlastních pastech byla potvrzena v roce 2011 a v roce 2014 bylo oznámeno pozorování zhruba 100 atomů, které byly detekovány poté, co se přesunuly o délku 2,7 m v aparatuře experimentu. [7]

Samotná aparatura experimentu se skládá ze dvou částí. První z nich je určena k výrobě antivodíku, ve druhé probíhá spektroskopické měření. Antiprotony jsou přijímány z AD, poté jsou zpomaleny a zachyceny v Penningově pasti nazvané Musashi. Poté je v takzvané CUSP pasti mixačním procesem vyroben antivodík. Takto vyrobený antivodík je neutrální a může být fokusován a vpuštěn do spektroskopické linky. [12] Schéma tohoto experimentu můžeme vidět na Obr. 2.11.



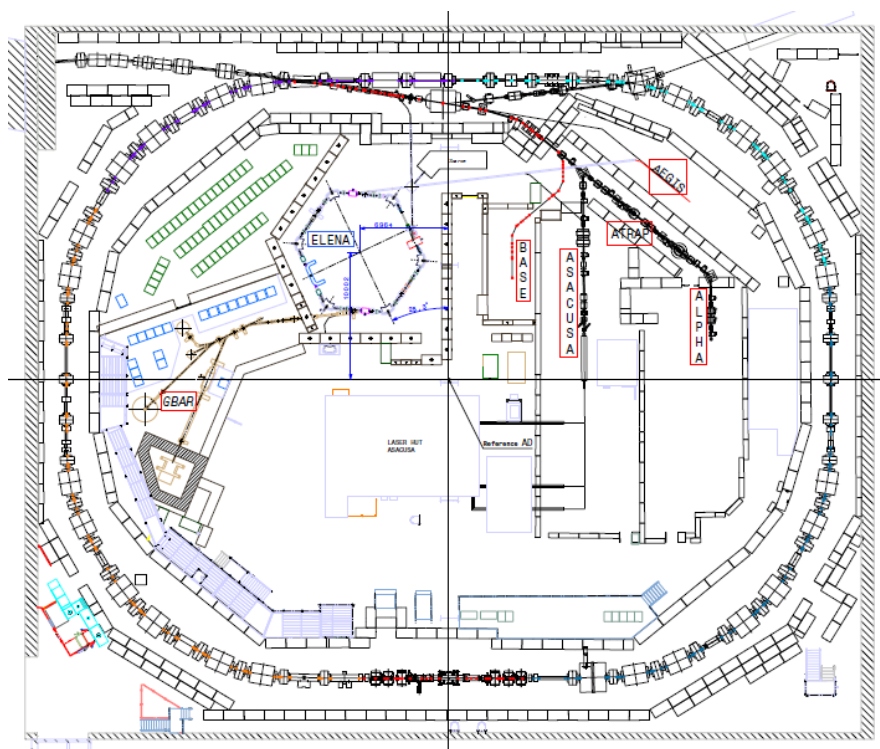
Obr. 2.11: Schéma aparatury experimentu ASACUSA. [12]

Posledním experimentem, který se antiprotonové hale momentálně nachází, je experiment AEGIS. Jeho umístění mezi současné experimenty není naprosto jednoznačné, protože i když byl experiment navržen již v roce 2007, dosud není v provozu. Vzhledem k tomu, že na tomto experimentu přímo spolupracujeme, je mu věnována samostatná kapitola.

## 2.3 Budoucnost antivodíku v CERNu

### 2.3.1 Antiprotonový decelerátor ELENA

Vzhledem k tomu, že se experimenty v antivodíkové hale v CERNu rozmáhají, byl schválen nový, výkonnější decelerátor, ELENA (Extra Low Energy Antiproton Ring). Tento kompaktní prstenec je komponován tak, aby zajistil další zpomalení antiprotonů, které přicházejí z antiprotonového decelerátoru (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, je možné ji umístit přímo v hale, ve které jsou umístěny experimenty. Její instalace je navržena tak, že samozřejmě nenaruší průběh jednotlivých experimentů, které jsou v hale umístěny. První studie, která navrhovala výstavbu nového decelerátoru byla vydána v roce 2007, ovšem výstavba ELENY nebyla převážně z finančních důvodů dosud započata. V současné době se plánuje připojení k šesti experimentům, a sice 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). Schéma budoucí antivodíkové haly můžeme vidět na Obr. 2.12.



Obr. 2.12: Schéma nové výstavby v AD hale. V modrém rámečku je vyznačen decelerátor ELENA, v červených rámečcích jsou vyznačeny experimenty. [13]

### 2.3.2 Gbar projekt

Dalším experimentem, který zatím pouze plánuje práci s antivodíkem, je takzvaný GBAR project (Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest). Jak již název napovídá, cílem tohoto projektu je změřit gravitační zrychlení ultrachladného neutrálního antivodíku v zemském gravitačním poli.

Základní princip tohoto experimentu spočívá v produkci  $\bar{H}^+$  iontů a jejich ochlazení pomocí jiných iontů (např.  $Be^+$ ). Tímto chlazením se může dosáhnout teploty až  $10 \mu K$ , což odpovídá rychlosti atomů zhruba  $1 \text{ m/s}$ . Tyto ionty by byly poté odděleny pomocí laseru s takovou polarizací, že  $\bar{H}$  bude vytvořeno s minimální vertikální hybností. Velmi zpomalené atomy  $\bar{H}$  budou poté detekovány na pohyblivé detekční desce, která je umístěna níže. Odhadovaná přesnost měření tímto způsobem je  $0,001$ , pokud bude detekováno  $5 \times 10^5 \bar{H}$  atomů. [14]

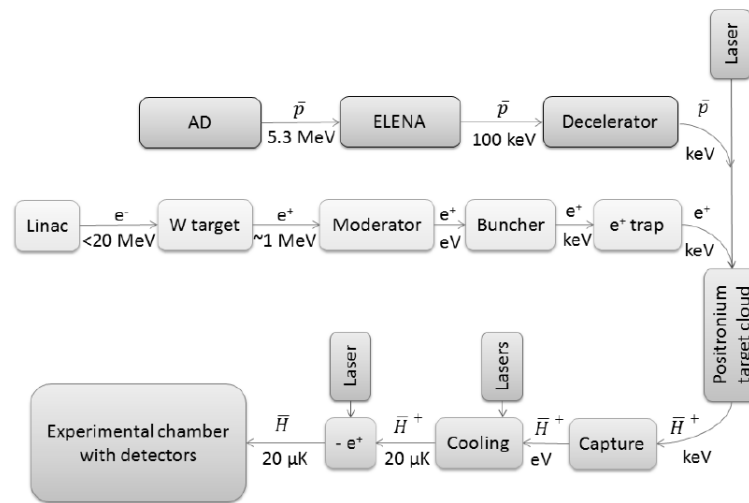
### 2.3.2.1 Plánovaný princip experimentu

Kompletní schéma experimentu se skládá ze tří částí a můžeme ho vidět na Obr.2.13. Z obrázku je zřejmé, že komponenty experimentu zobrazené v horní části jsou zaměřeny na antiprotony. Antiprotony extrahované z AD (o energii 5,3 MeV) budou dále zpomaleny v elektrostatickém okruhu ELENA na 100 keV (tímto zchlazením bude dosažena lepší účinnost zpomalení). Poté budou antiprotony zpomaleny pomocí experimentu ISOLDE, který se zabývá těžkými ionty. Pomocí tohoto způsobu může být dosaženo energie až 1 keV a poté jsou antiprotony zafokusovány do válce o průměru 1 mm, který obsahuje pozitroniový terč (Positronium target cloud v obrázku). K tomu, aby tento terč měl dostatečnou hustotu příchozích pozitronů tak, aby mohly procesy, které tvoří ionty, probíhat s vysokou efektivitou, je potřeba vytvořit dostatečný svazek pozitronů.

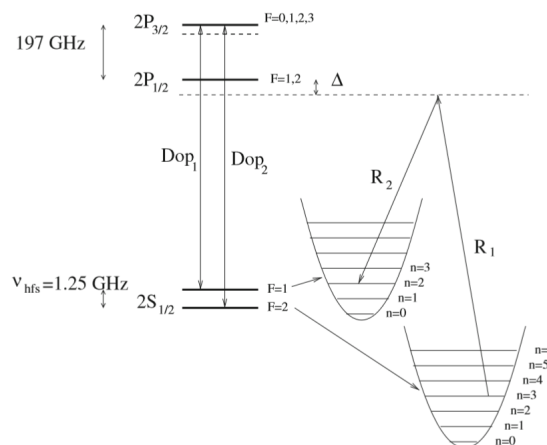
Schéma toho, jak jsou pozitrony do experimentu přiváděny, je ve střední části Obr. 2.13. Nejprve je pomocí lineárního urychlovače vytvořen rychlý pozitronový svazek o energii zhruba 10 MeV, poté je tento svazek pomocí wolframové sítě, která je používána jako moderátor, zpomalen (efektivita tohoto zpomalení je asi  $5 \times 10^{-4}$ ) a nakonec jsou pozitrony akumulovány v Penningově pasti ( $e^+$  trap). Tato past obsahuje až  $2 \times 10^{10}$  elektronů, které jsou určeny k chlazení. Tento typ pasti je schopen uložit a ochladit  $10^6$  pozitronů.

Aby byla získána potřebná hustota pozitronia, tento systém výroby musí vyprodukovat zhruba  $10^{10}$  atomů Ps ve válci o objemu  $0,01\text{cm}^3$ . Vzhledem k tomu, že pozitronium je vyráběno pomocí konverze pozitronů s porézní vrstvou oxidu křemičitého v dutém válci a účinnost tohoto procesu je zhruba 30%, je potřeba vyprodukovat  $3 \times 10^{10}$  pozitronů [14]. Ke zvýšení efektivnosti celého experimentu (a zejména tvorbě  $\bar{H}^+$  atomů) je možné použít excitované pozitronium ( $\text{Ps}^*$ ). Jeho výrobě a vlastnostem se budeme věnovat v dalších částech tohoto textu.

Nyní se přesuneme ke spodní části Obr. 2.13, tedy zachycování a chlazení antivodíkových iontů. Tyto ionty jsou vyprodukovány s energií okolo 1 keV, s rozptylem energie kolem 1 eV a jak již bylo zmíněno, cílem je zchladit je zhruba na  $10\mu\text{K}$ . Toto chlazení probíhá ve dvou krocích. Nejprve jsou ionty  $\bar{H}^+$  zpomaleny na energii okolo několika eV a zachyceny v Paulově pasti (oddíl Capture na Obr. 2.13), a poté jsou pomocí Dopplerovsky zchlazeného  $\text{Be}^+$  ochlazeny na úroveň mK. Z toho vyplývá, že tato past je schopná zároveň akumulovat ionty  $\bar{H}^+$  i  $\text{Be}^+$ .



Obr. 2.13: Schéma experimentu gbar. [15]



Obr. 2.14: Princip Ramanovského chlazení. [14]

Schéma chlazení, které je v experimentu využíváno, tj. Ramanovského chlazení, můžeme vidět na Obr. 2.14. V levé části obrázku jsou zobrazeny hladiny iontu  $\text{Be}^+$ . Vlnová délka, která je potřebná k přechodu od jednoho stavu k druhému je asi 313,13 nm. Na Obr. 2.14 je tato skutečnost zaznamenána v čáře s názvem  $\text{Dop}_2$ , která je využívána k chlazení a detekci.  $\text{Dop}_1$  se naopak využívá ke zpětnému vypumpování z hyperjemné úrovně  $F = 1$ .

Další chlazení, které je využíváno, je založeno na kvantových základech. Princip tohoto chlazení spočívá v tom, že ionty  $\bar{\text{H}}^+$  jsou uprostřed pasti uvězněny a obklopeny ionty  $\text{Be}^+$ . Poté, co jsou ionty  $\bar{\text{H}}^+$  ochlazeny na úroveň mK, jsou přemístěny a ochlazeny pomocí Ramanovského

chlazení na požadovanou teplotu v rámci  $\mu\text{K}$ . Schéma tohoto typu chlazení je zobrazeno na pravé straně Obr.2.14.

Princip Ramanovského chlazení spočívá v souvislém řízení stimulovaného Ramanovského přechodu mezi stavy  $|F = 2, n\rangle$  do  $|F = 1, n-1\rangle$  a spontánním Ramanovským přechodem mezi  $|F = 1, n-1\rangle$  a  $|F = 2, n-1\rangle$ . Důsledkem tohoto procesu je snížení vibračního čísla o jednotku. Pokud bychom tento proces opakovali, vytvořili bychom iont na jeho základní vibrační úrovni. Stimulovaný přechod je řízen a na Obr. 2.14 zobrazen pomocí svazků  $R_1$  a  $R_2$ , což jsou lasery nastaveny tak, aby probíhal přechod mezi stavy  $2S \rightarrow 2P$ , bez spontánní emise, s frekvencí, která se shoduje s frekvencí harmonického potenciálu na Obr. 2.14. Spontánní přechod je řízen poblíž svazku  $Dop_1$ , s vlnovou délkou 313,198nm.

Problémem, který se může naskytnout během tohoto chlazení je fakt, že chladicí lasery produkují energie nad ionizačním limitem  $\bar{H}^+$ , musí se tedy ošetřit, aby nedocházelo k fotoionizaci  $\bar{H}^+$  během chlazení. Toto omezení nám sníží čas chlazení na  $\leq 500$  ms. Pokud bychom potřebovali delší čas, můžeme použít jiný tvar laseru a užší fokusaci laseru na ionty  $\text{Be}^+$  během Ramanovského chlazení.

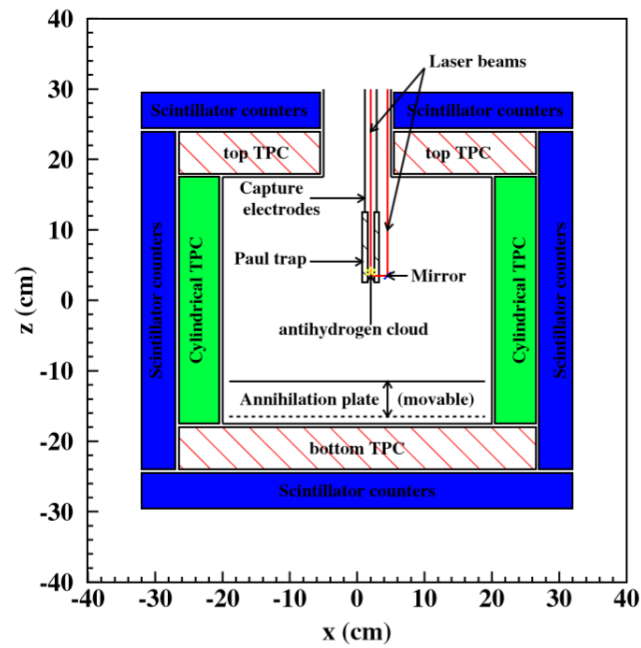
### 2.3.2.2 Oddělení iontů a detekce

Oddělení iontů probíhá pomocí fotonů a musí proběhnout tak, aby nevyvolalo příliš velkou vertikální rychlost, tedy energie fotonu musí být jen mírně nad prahem ionizace. Pokud je absorbován 0,76 eV foton, zpětná rychlost  $\bar{H}$  je 0,2 m/s. Laserový svazek musí být tedy horizontální. Pokud dodáme atomu tuto horizontální počáteční rychlost, jeho posun je asi 4 cm během 0,2 s při volném pádu. Zpětná rychlost z emise pozitronu je 0,3 m/s pro energii laseru  $1 \mu\text{eV}$  nad prahem ionizace. Obě tyto rychlosti jsou srovnatelné s termální rychlostí studených iontů. Z toho vyplývá, že účinný průřez fotooddělování velmi poklesne těsně před prahem ionizace. Musíme tedy najít optimální cestu, jak minimalizovat zpětnou rychlost  $\bar{H}$  a zároveň zachovat vysokou účinnost oddělování.

Laserový puls, který zapříčiní oddělení je brán jako začátek volného pádu. Pohyblivá deska, která je umístěna asi 10 cm pod místem, kde se oddělují atomy, přijme antivodíkové atomy, které na ní anihilují. Samotná komora, ve které se volný pád měří, je obklopena časově-projekčními komorami, aby se zabránilo kosmickému záření v pozadí a aby byly zaznamenány trajektorie nabitých částic. V komoře navíc budou umístěny plastové scintilátory a čítače, které detekují nabitý pion z anihilace a tedy pomohou přesně určit čas, kdy anihilace proběhla. Nákres této měřicí komory můžeme vidět na Obr.2.15.

K tomuto na pohled jednoduchému detekčnímu schématu se váže jediný problém. Na dete-

kující plošině se kvůli Casimírově potenciálu může objevit kvantová reflexe. Výpočty ukazují, že by pak bylo zabráněno přímému kontaktu mezi antividíkem a detekční deskou, nedošlo by tedy k anihilaci a výsledky by byly zkreslené.



Obr. 2.15: Měřicí komora experimentu s komponenty detekčního systému. [14]



# Kapitola 3

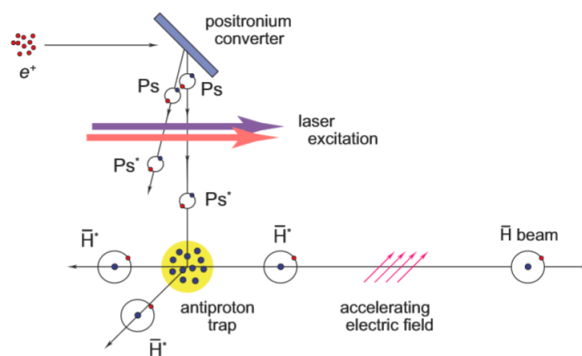
## Experiment AEgIS

První návrh experimentu, který dostal název AEgIS, byl vznesen v roce 2007. Prvotním cílem tohoto experimentu je poprvé v historii přímo změřit gravitační zrychlení  $g$  antiprotonu  $\bar{H}$  s přesností 1%. Druhotným cílem experimentu je poté spektroskopické měření na letícím antiprotonu.

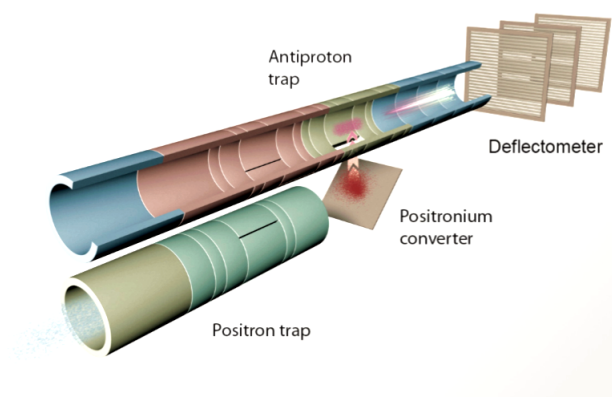
Samotný průběh experimentu se skládá ze sedmi základních kroků:

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 Ps;
4. Excitace Ps do Rydbergova stavu s  $n \approx 25 - 35$ ;
5. Rekombinace  $\bar{H}$  pomocí nábojové výměny mezi Rydbergovským Ps a studenými antiprotony;
6. Formace svazku  $\bar{H}$  pomocí urychlení Starkovým polem;
7. Měření svislého gravitačního zrychlení  $g$ ;

Stručné schéma většiny těchto kroků můžeme vidět na Obr. 3.1. Schéma centrální části aparatury ve 3D je zobrazeno na Obr. 3.2. 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. Níže se budu věnovat několika z jednotlivých kroků podrobněji.



Obr. 3.1: Stručné schéma jednotlivých kroků experimentu. [16]

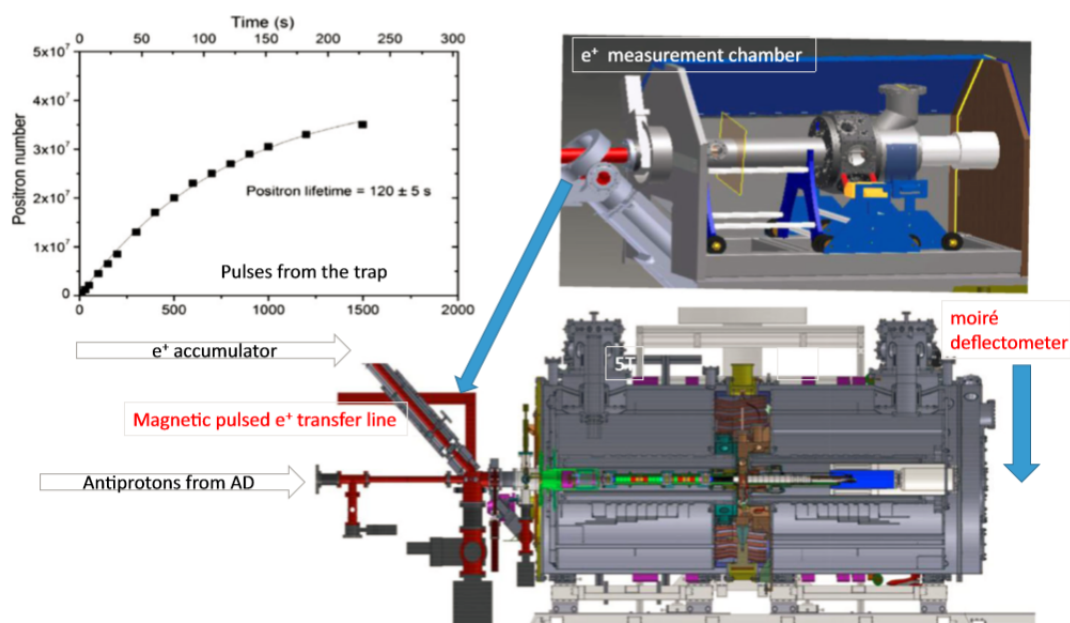


Obr. 3.2: 3D schéma centrální části aparatury. [16]

### 3.1 Aparatura experimentu

Jak můžeme vidět na Obr. 3.3, základní aparatura experimentu se skládá z několika částí: přiváděče antiprotonů, zdroje pozitronů a jejich akumulátoru, transportní linky pro přenos pozitronů z akumulátorů do hlavní pasti, detektorů namontovaných uvnitř i vně vakuových komor, systémů laserů, supravodivého magnetu, který alokuje Penning-Malmbergovu past a v neposlední řadě mřížek pro měření gravitačního zrychlení.

Poblíž této aparatury je také postavena vnější komora, která umožňuje provádět měření na pozitronech a pozitroniu v nepřítomnosti magnetického pole, aniž by musely být transportovány do hlavní pasti.



Obr. 3.3: Schéma aparatury experimentu. Na grafu výše je zobrazen počet akumulovaných pozitronů z  $^{22}\text{Na}$  zdroje. [18]

### 3.1.1 Práce s pozitrony

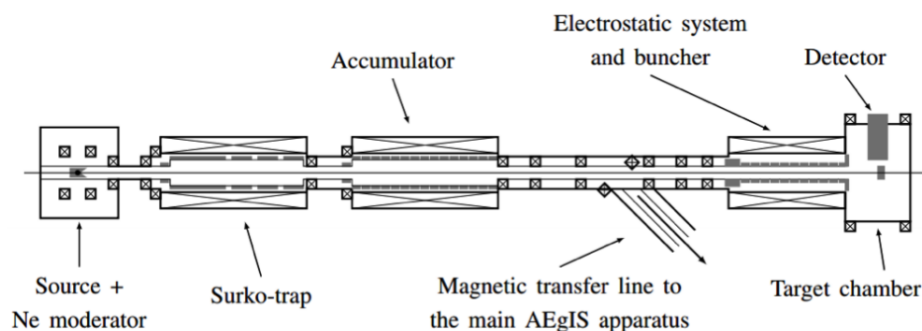
Práce s pozitrony v experimentu AEGIS probíhá naprosto nezávisle na práci s antiprotony. Schéma aparatury, která se v experimentu zabývá pozitrony můžeme vidět na Obr. 3.4. Pozitrony jsou nejprve vytvořeny pomocí radioaktivního zdroje  $^{22}\text{Na}$ . V květnu roku 2011 byl instalován zdroj pro testování aparatury s aktivitou 25mCi (nyní  $\sim 7\text{mCi}$ ). Protože se testování tohoto zdroje osvědčilo, byl v roce 2016 instalován nový zdroj s aktivitou 50mCi, což zaručuje výtěžek více než  $2 \times 10^8$  pozitronů. [17]. Malá část takto vytvořeným pozitronů bude poté moderována pomocí zchlazeného neonu z 0,2MeV na asi 1eV.

Poté jsou pozitrony pomocí magnetického pole přemístěny do pasti. Toto zařízení, které se používá ke zpomalení a akumulaci pozitronů, se nazývá Surkova past. Na rozdíl od ostatních pastí v experimentu je tato past naplněna dusíkem. V této pasti se nachází velké množství elektrod a vhodné kombinace magnetických polí tak, že minimum elektrického potenciálu i tlaku se nachází na konci pasti. Přicházející pozitrony nejprve projdou pastí, a poté jsou reflektovány zpět pomocí elektrického potenciálu stěn. Během tohoto procesu se sráží s molekulami  $\text{N}_2$ , a tím pádem ztrácí energii. Anihilační procesy jsou mnohem méně pravděpodobné než tyto nepružné srážky. Nakonec jsou pozitrony uvězněny v potenciálovém minimu, včetně minimálního

tlaku  $N_2$ , a tím se zabrání zpětnému ohřívání zachycených  $e^+$ . Pozitronové pulsy jsou každých několik stovek ms extrahovány, a poté zachyceny v akumulátoru.

Poté jsou pozitrony přiváděny buď do transportní linky, která je přivádí přímo do hlavní části experimentu, nebo do terčíkové komory, kde na nich mohou být prováděna měření bez přítomnosti magnetického pole. Očekává se, že při extrakci bude vypuštěno asi  $10^8 e^+$  o energii zhruba 300 eV každých 200-300 ns v pulsech trvajících asi 10 ns. [20]

Po transportování do 5 T magnetu v hlavní části aparatury jsou pozitrony chlazeny pomocí cyklotronového záření do té doby, než dosáhnou tepelné rovnováhy s okolím, tedy zhruba 4 K. Poté je pozitronové plazma přesunuto do 1 T magnetu, kde je urychleno na řády keV a poté směřováno k nanoporéznímu křemíkovému terčíku, kde vytvoří pozitronium.



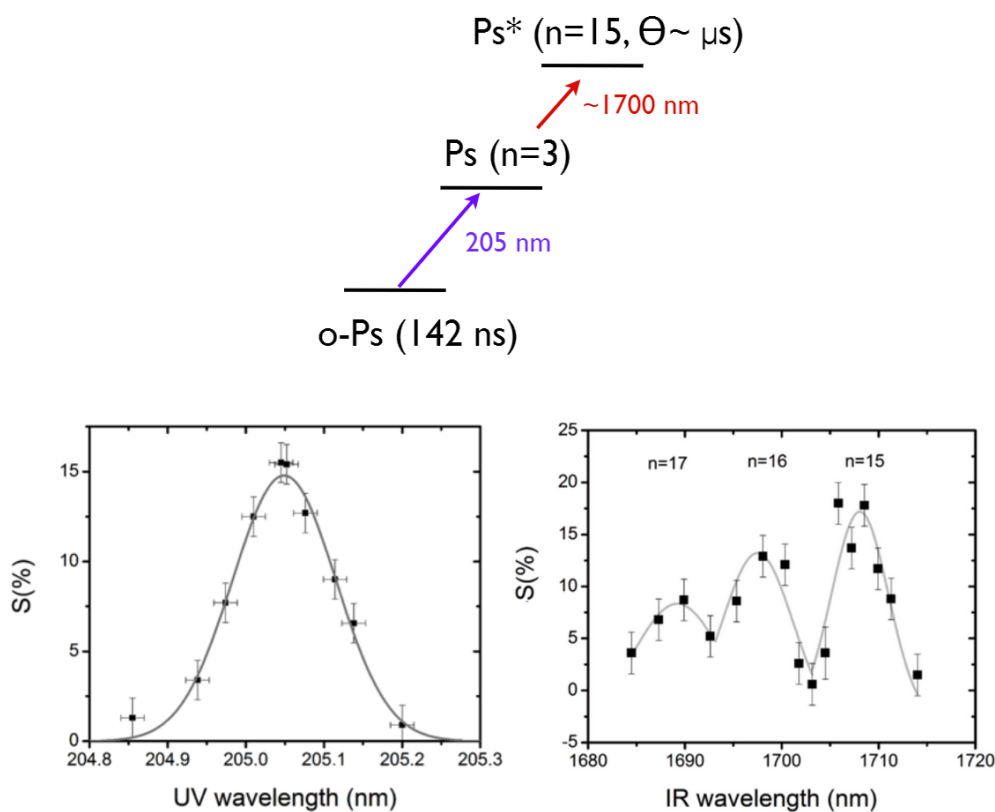
Obr. 3.4: Schéma aparatury, která se zabývá pozitrony. [17]

## 3.2 Produkce pozitronia a antivodíku

Pokud pozitrony narazí do křemíkového nanoporézního terčíku, je velmi pravděpodobné, že termalizují, zachytí elektron a vytvoří pozitronium (Ps), které je poté emitováno do vakua k antiprotonovému oblaku (viz Obr. 3.2). Kinetická energie může být ovlivněna velikostí pórů, ve kterých se Ps chová jako kvantově mechanická částice v krychli. Aby bylo dosaženo co nejlepší efektivity tvorby antivodíku, je třeba Ps o teplotě asi 100 až 150 K, což odpovídá velikosti pórů asi 12 nm. Tímto způsobem může účinný průřez nábojové výměny dosáhnout až  $10^7 \text{Å}^2$ . [20]

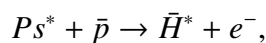
Positronium může vzniknout ve čtyřech různých stavech. Singletní stav s antiparalelními spiny se nazývá para-positronium, jeho životnost je asi 1125 ps a většinou se rozpadá na dva fotony s energií 511 keV. Dalšími, tripletními stavy s paralelními spiny, jsou tzv. orto-positroniové stavy. Jejich doba života ve vakuu je zhruba 142 ns a dominantní rozpad je na tři gamma fotony. Pravděpodobnost, že se Ps vytvoří v jednom z těchto čtyř stavů je stejná pro každý stav. 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. Toto snížení životnosti je ale stále dostatečné na to, aby pozitronium mohlo být pomocí laseru excitováno, a jeho doba života se tedy výrazně zvýšila. Tato excitace probíhá 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 dle stavu, kterého chceme dosáhnout. Touto excitací můžeme 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. 3.5. [17]



Obr. 3.5: Náčrt excitace pozitronia. Nahoře stručný průběh excitace; v dolní části účinnost excitace v závislosti na vlnové délce laseru, vlevo: pro  $n=3$ ; vpravo: pro  $n=15-17$ . [17]

Samotná výroba antivodíku v experimentu probíhá pomocí nábojové výměny tříčásticové rekombinace

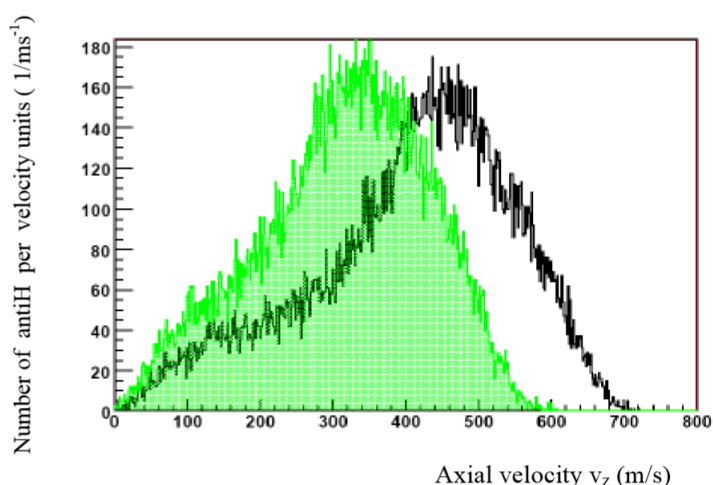


kde hvězdička označuje vysoce excitovaný Rydbergův stav. Z této rovnice také vychází požadavek na nízkou teplotu antiprotonů, protože vzniklý antivodík musí být dostatečně pomalý. Účinný průřez výměny náboje dosahuje svého maxima, pokud velikosti rychlostí antiprotonů a pozitronů sobě odpovídají. Pokud vezmeme v úvahu odpovídající kinetické energie a převedenou vnitřní energii, vznikající antivodík má rychlost zhruba  $25 \sim 80 \text{ ms}^{-1}$ . [17]

Antiprotony pro tuto výrobu jsou dodávány z antiprotonového decelerátoru a poté zachyceny v Pennigových pastech. Samotný antivodík je vytvořen v Rydbergových stavech, kdy pozitronium prolétne antiprotonovým mrakem (místo průletu je zřetelně viditelné na Obr. 3.2).

Hlavními rysy tohoto principu výroby je pulsní produkce, antivodík se vyrobí během asi 100 ns, a fakt, že teplota vzniklého antivodíku je dána teplotou přichozících antiprotonů, jak je již zmíněno výše. Pokud by byl antivodík vyráběn klasickým způsobem, tedy rekombinací antiprotonů a pozitronů v hnízdových pastech, byl by tvořen kontinuálně po celou dobu, kterou stráví antiprotony v pasti (zhruba stovky ms) a teplota by závisela především na ochlazení antiprotonů a dalších vlastnostech rekombinace.

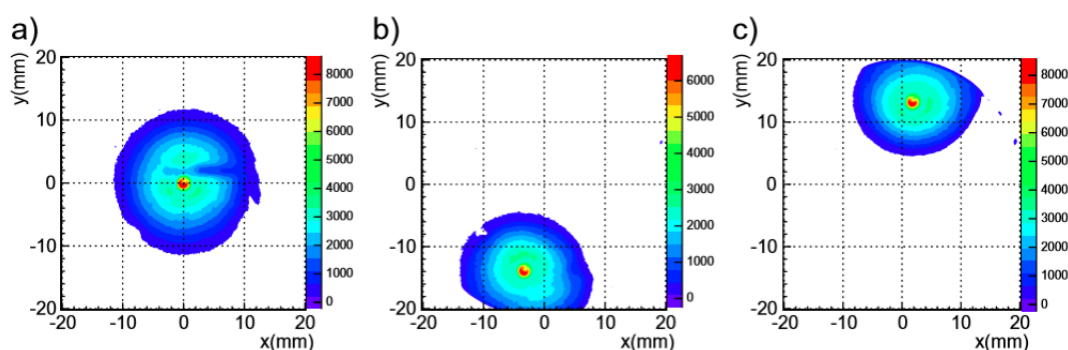
Dalším krokem je tvorba antiprotonového svazku. Tento svazek je vytvořen pomocí vhodného napětí, které vytvoří Starkovo nehomogenní elektrické pole, Rydbergovy antivodíkové atomy se tedy urychlí ve vodorovném směru na rychlost několik stovek  $\text{ms}^{-1}$ . Toto urychlení probíhá v magnetickém poli o velikosti 1 T. Změnu v rozdělení axiální rychlosti při urychlování uvnitř a vně magnetického pole můžeme vidět na Obr. 3.6.



Obr. 3.6: Simulace rozložení rychlosti ve směru z při Starkově urychlení bez magnetického pole (černá křivka) a s magnetickým polem o velikosti 1 T (zelená křivka). [21]

### 3.2.1 Ústřední část experimentu

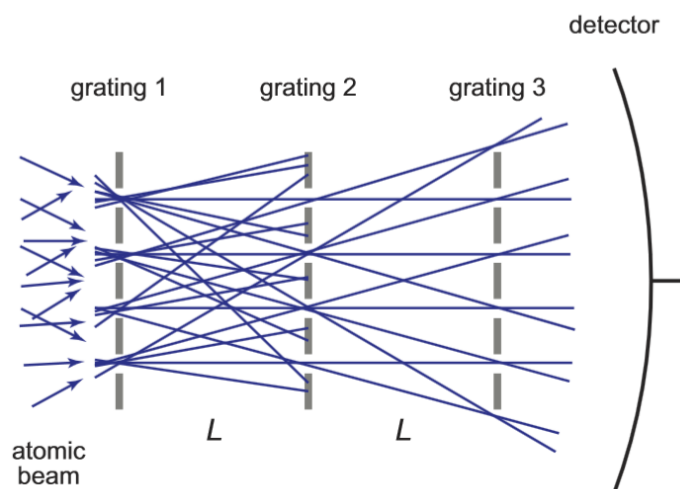
Ústřední část experimentu se dělí na dvě části. První z nich, zachycovací část, se nachází v oblasti magnetického pole o velikosti 5 T, druhá část, kde probíhá tvorba antivodíku, se nachází v oblasti magnetického pole o velikosti 1 T. Pasti v ústřední části experimentu se skládají ze 105 válcových elektrod různé délky. Všechny tyto pasti fungují na principu pasti Penning-Malmborgova typu. Některé z těchto elektrod jsou rozdělené do čtyř částí umožňujících použít radiofrekvenční napětí, které je potřebné pro kompresi zachycené plazmy. Tento jev se nazývá Rotating Wall (rotující zeď) a výsledky jeho použití můžeme vidět na Obr. 3.7.



Obr. 3.7: Příklad komprese pomocí Rotating Wall plazmy s  $2,6 \times 10^8$  elektronů; a) bez komprese, b) komprese frekvencí 1 MHz po dobu 8 s, c) komprese frekvencí 1 MHz po dobu více než 60 s. [18]

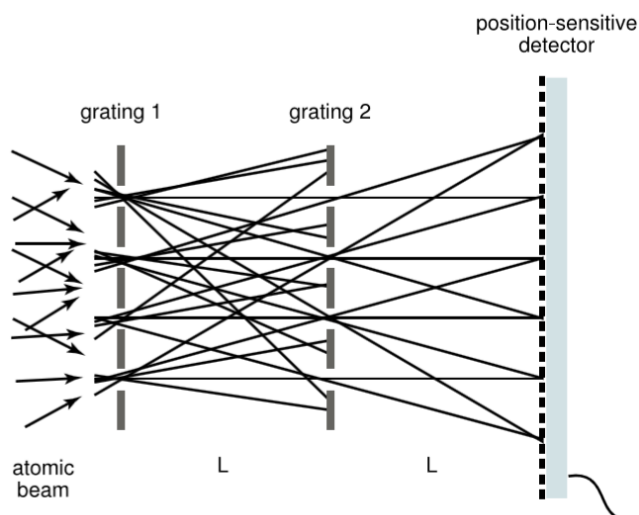
### 3.3 Princip měření gravitačního zrychlení

Přímé měření sil, které působí na svazek pomalu se pohybujících částic lze provést buď pomocí série štěrbin nebo mřížek. Realizace druhého případu, tedy série mřížek, se nazývá Moirého deflektometr. Jak můžeme vidět na Obr. 3.8, jeho základní princip spočívá v umístění tří mřížek ve stejné vzdálenosti od sebe. Na mřížce č. 2 se vytvoří buď interferenční stín nebo interferenční obrazec. Třetí mřížka je nastavena v místě, kde se protínají interferenční paprsky. Přenos částic jako funkce polohy třetí mřížky ve směru síly se poté měří pomocí detektoru, který je umístěn za mřížkami. V experimentu AEGIS, při urychlení antivodíkového svazku na několik stovek  $\text{ms}^{-1}$ , bude svazek vychýlen asi o  $10 \mu\text{m}$  na 1 m letové dráhy.



Obr. 3.8: Náčrt principu Moirého deflektometru jako sestava tří mřížek a detektoru, který neznamenává pozici. [16]

Místo pohyblivé třetí mřížky lze alternativně použít pozičně citlivý detektor, jak je zobrazeno na Obr. 3.9. Výhodou tohoto nastavení je fakt, že je zaznamenána každá částice, která přiletí, bez ohledu na rychlost a k tomuto záznamu není potřeba žádných pohyblivých částí.



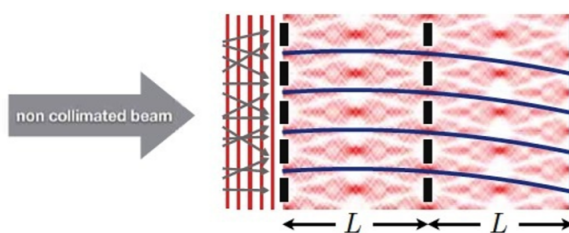
Obr. 3.9: Náčrt principu Moirého deflektometru jako sestava dvou mřížek a pozičně citlivého detektoru. [19]



Přestože se finální verze experimentu teprve připravuje, plánuje se využití právě druhého nastavení mřížek.

Antivodíkové atomy budou vylétávat z centrální aparatury s rychlostí zhruba  $400 \text{ ms}^{-1}$ , jejich de-Broglieova vlnová délka bude tedy asi  $1 \text{ nm}$ . Vzhledem k tomu, že periodičita mřížky je  $40 \mu\text{m}$  a šířka štěrbiny  $12 \mu\text{m}$ , deflektometrie se řídí pravidly klasické dynamiky.

Uvažujeme-li normální gravitační zrychlení, vzdálenost mřížek  $40 \text{ cm}$  a rozdělení rychlosti dle Obr. 3.6, bude doba letu antivodíku v rámci desítek  $\mu\text{s}$ . Z tohoto důvodu musí být velmi přesně známa relativní vertikální pozice mřížek a detektoru. Tato pozice se může určit pomocí světelného paprsku, který prolétne deflektometrem. Detektor by měl zaznamenávat místo anihilace antiatomů s vertikálním rozlišením asi  $2 \mu\text{m}$ . Tento detektor se bude nejspíše skládat z dalších doplňkových technologií, nejspíše jaderné fotografické emulze a křemíkového stripového nebo pixelového detektoru. Oba typy byly již testovány a bylo zjištěno, že pro předpokládanou přesnost experimentu jsou dostatečné, pokud se docílí teploty antivodíku okolo  $100 \text{ mK}$ . [16]



Obr. 3.10: Světelný interferenční obrazec, který se využívá pro určení pozice na detektoru. [20]

# Kapitola 4

## Simulace letu antivodíku v magnetických polích

### 4.1 Konfigurace pole

Pohyb antivodíkových atomů je v programu, který byl speciálně pro tento účel vytvořen, vyhodnocován pomocí pohybových rovnic, které byly odvozeny Michalem Špačkem v jeho diplomové práci v [22]. Více informací o tomto programu je uvedeno v Příloze A. Program s názvem Aegissolver se zabývá pouze parametry magnetického 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. 4.1 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:

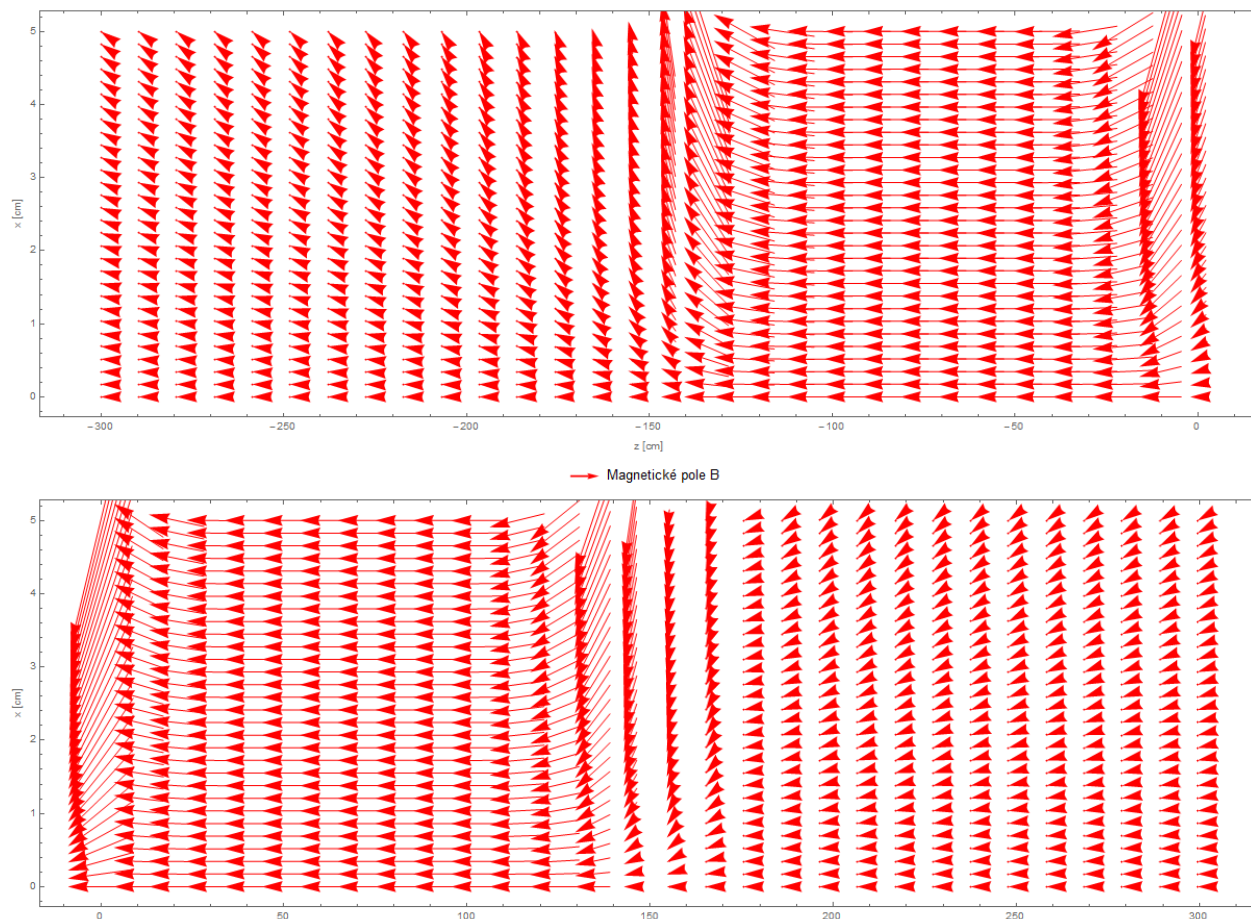
- kvantová čísla  $n_A$  a  $n_B$ ,
- počáteční poloha  $\vec{x} = (x, y, z)$  [cm],
- počáteční rychlost  $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$  [cm/s],

kde nová kvantová čísla  $n_A$  a  $n_B$  dosahují pro dané kvantové číslo  $n$  hodnot:

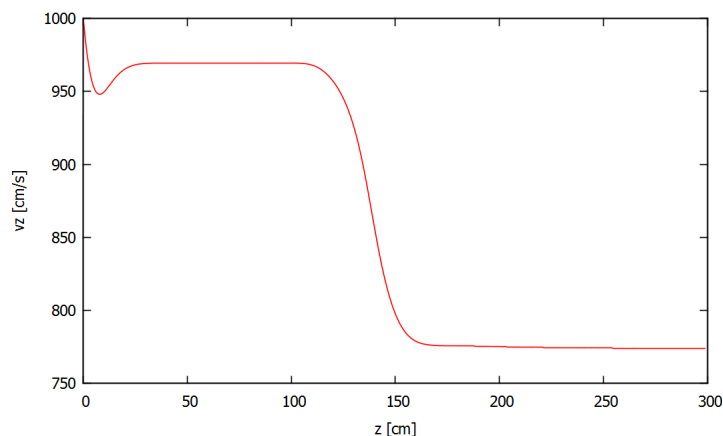
$$\left\{ -\frac{n-1}{2}, -\frac{n-1}{2} + 1, \dots, +\frac{n-1}{2} - 1, +\frac{n-1}{2} \right\},$$

pro lichá  $n$  jsou tedy tyto hodnoty vždy celé 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. Toto chování může být demonstrováno na poklesu rychlosti ve směru  $z$ , které můžeme vidět na Obr. 4.2 pro počáteční podmínky  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (0, 0, 0)$ ,  $\vec{v} = (0, 0, 1000)$ .



Obr. 4.1: Vykreslení magnetické indukce v citlivém objemu. Nahoře prostor 5 T magnetu, dole prostor 1 T magnetu.



Obr. 4.2: Závislost rychlosti  $v_z$  na poloze  $z$ . V místech 0 cm a 150 cm můžeme vidět jasný pokles  $z$  důvodu změny gradientu pole. Počáteční podmínky jsou  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (0, 0, 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 0, 1000)$  cm/s.

## 4.2 Simulace letů v experimentu AEgIS

Simulace jednotlivých letů v této práci se bude lišit především v tom, jakou rychlostí budou vznikající antivodíkové atomy vpuštěny do experimentální sestavy. V Tab. 4.1 můžeme vidět, jak závisí tepelná rychlost antivodíkových atomů na jejich teplotě. Z těchto hodnot také můžeme vyčíst, jakých nejmenších rychlostí můžeme dosáhnout. V experimentu AEgIS budou antivodíkové atomy zrychleny pomocí Starkova urychlení zhruba na  $v_z = 400 \text{ ms}^{-1}$  ve směru osy  $z$ , jejich výchylka v radiálním směru záleží právě na tepelné rychlosti.

| Teplota [K] | Tepelná rychlost [ $\text{ms}^{-1}$ ] |
|-------------|---------------------------------------|
| 10          | 498                                   |
| 1           | 157                                   |
| 0,1         | 50                                    |
| 0,01        | 16                                    |

Tab. 4.1: Tepelná rychlost atomů antivodíku při jednotlivých teplotách.

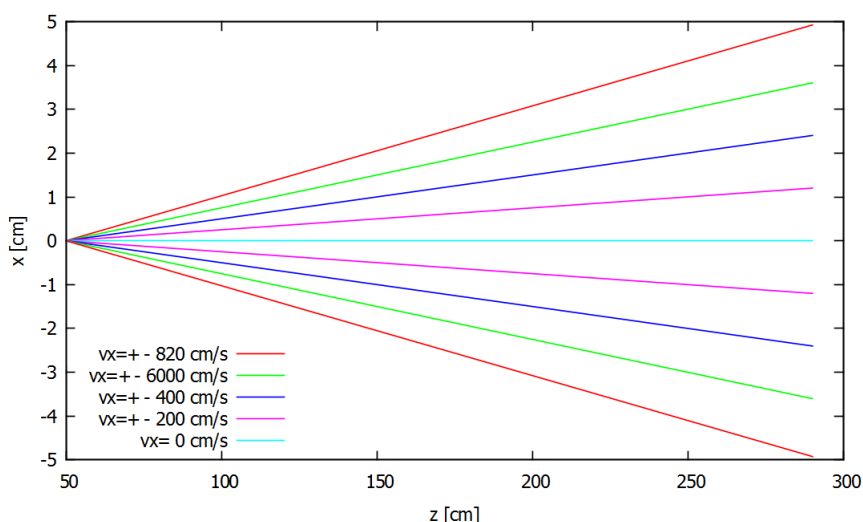
Vzhledem k tomu, že předpokládaná kvantová čísla Rydbergových antivodíkových atomů budou kolem  $n = 30$ , nejvyšší nová kvantová čísla, se kterými jsem v této části pracovala, jsou  $n_A = n_B = 15$ .

Ke vzniku antivodíkových atomů bude v experimentu docházet v místě před polovinou druhého magnetu, v následujících simulacích jsem tedy zvolila počáteční podmínku polohy  $\vec{x} = (0, 0, 50)$  cm. Pro potřeby experimentu je důležité zjistit, jakých nejvyšších kolmých rychlostí můžeme dosáhnout, abychom zasáhli citlivý objem a nedošlo k anihilaci atomů na stěně magnetu. Pro tyto účely jsem zachovala místo vzniku antivodíku na ose  $z$  a rychlost po vzniku  $v_z$ , měnila jsem však místa vzniku na ose  $x$  a úhel, pod kterým antivodík vylétne pomocí změny  $v_x$ . Počáteční podmínky simulací tedy byly  $\vec{x} = (x, 0, 50)$  cm,  $\vec{v} = (v_x, 0, 40\,000)$  cm/s,  $n_A = n_B = 15$ . Výsledek pro  $x = 0$  můžeme vidět na Obr. 4.3. Na tomto obrázku je velmi dobře vidět nejen symetrie pole, ale také fakt, že při takto vysoké rychlosti nemají gradienty pole na trajektorii vliv. Rozpětí úhlu, ve kterém atomy ještě zasáhnou citlivý objem, je asi  $2^\circ$ . Pokud se tedy atomy antivodíku při vzniku rozletí náhodně do všech stran, pravděpodobnost, že atom zasáhne citlivou oblast je asi 1%.

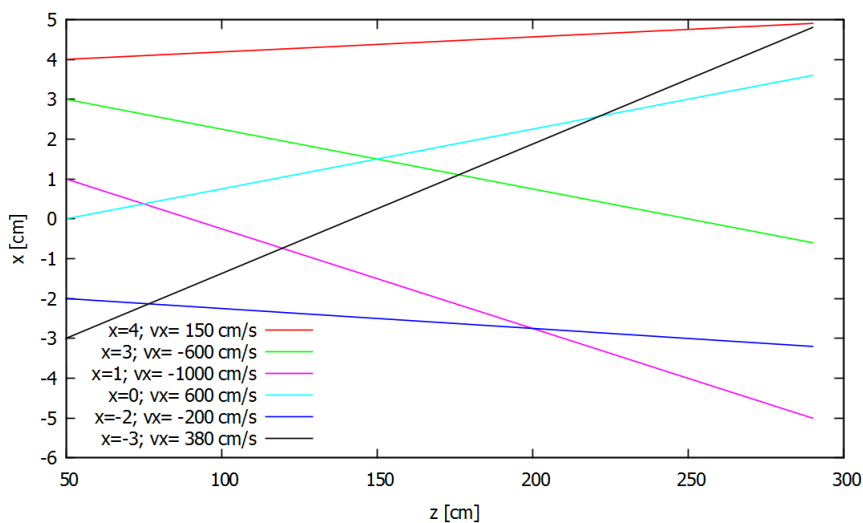
Pokud bychom stejným způsobem vyšetřovali trajektorii pro různé počáteční pozice  $x$ , došli bychom k závěru, že pokaždé nejsou trajektorie ovlivňovány gradienty, a tedy trajektorie je přímá. Ukázka několika vybraných trajektorií z různých pozic je na Obr. 4.4. Tvar trajektorií nezávisí ani na volbě nových kvantových čísel  $n_A$  a  $n_B$ .

Přestože gradienty polí neovlivňují trajektorie takto rychlých atomů, podařilo se nám ověřit, že magnetické pole je v experimentu správně nastavené a představy o letu  $\bar{H}$  nebudou narušeny.

V další části textu se budu zabývat ultra chladnými antivodíkovými atomy, jejichž trajektorie je velmi ovlivňována, a tedy dochází k velmi zajímavým výsledkům.



Obr. 4.3: Tvar trajektorií pro počáteční podmínky  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (0, 0, 50)$  cm,  $\vec{v} = (v_x, 0, 40\,000)$  cm/s.



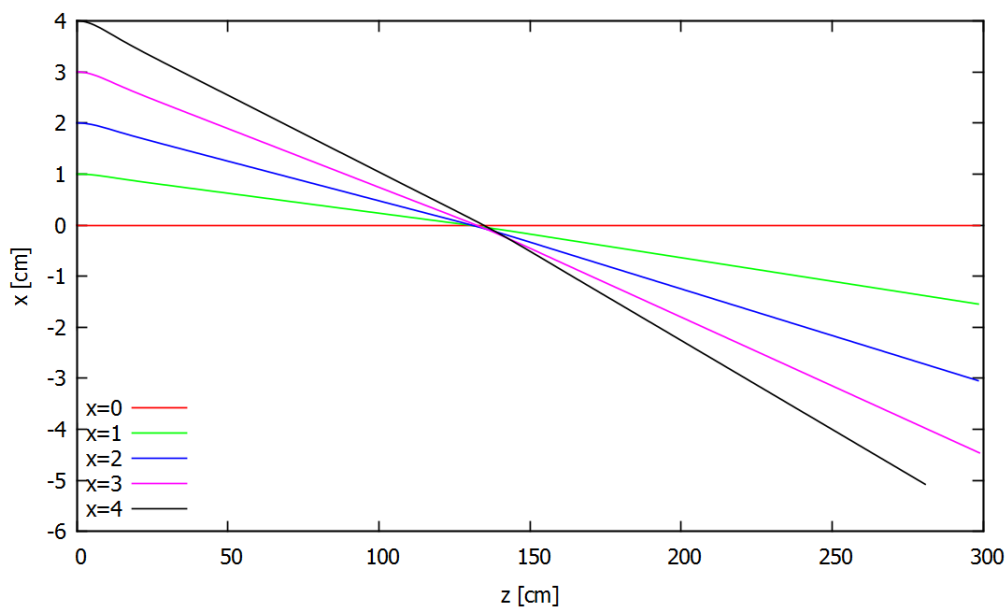
Obr. 4.4: Vybrané tvary trajektorií pro počáteční podm.  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (x, 0, 50)$  cm,  $\vec{v} = (v_x, 0, 40\,000)$  cm/s.

### 4.3 Ultra chladné antivodíkové atomy

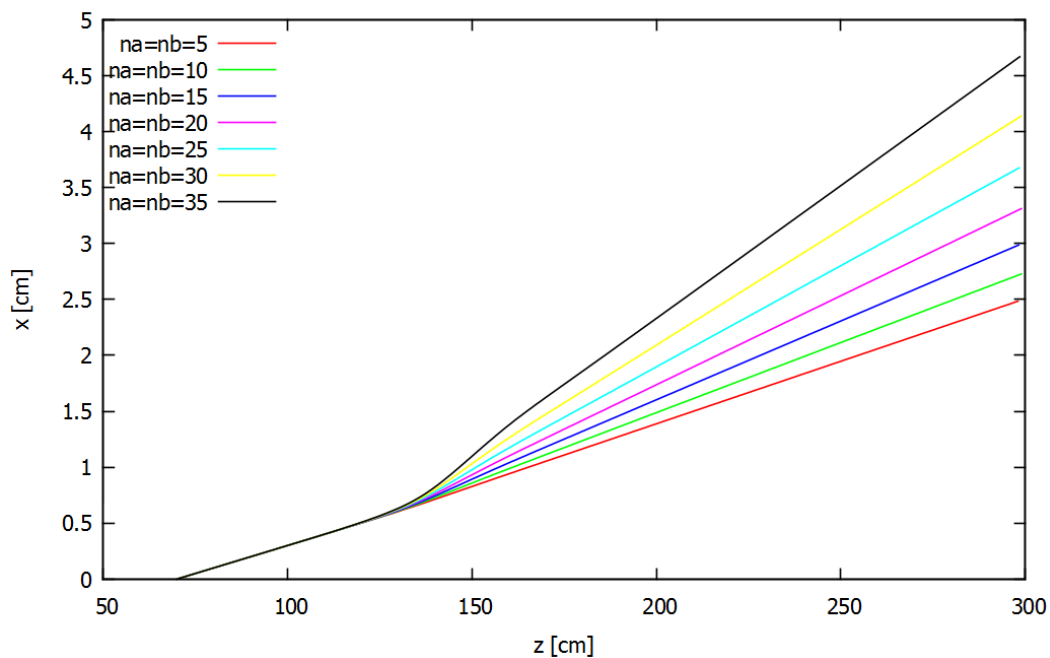
V této části se zaměřím na antivodíkové atomy, které se pohybují výrazně menší rychlostí, než je předpokládaná rychlost v experimentu.

Prvním z jevů je fokusace svazku, ke které dochází, pokud jsou atomy vystřelovány v kladném směru  $z$ , ze středu aparatury, ale ve vychýlení v ose  $x$ . Bohužel tato fokusace pro námi dostupné  $n$  nastává pouze do rychlosti  $v_z = 1300$  cm/s, což vyžaduje příliš velké zchlazení antivodíkových atomů. Pro rychlost  $v_z = 1\,000$  cm/s můžeme trajektorie vidět na Obr. 4.5.

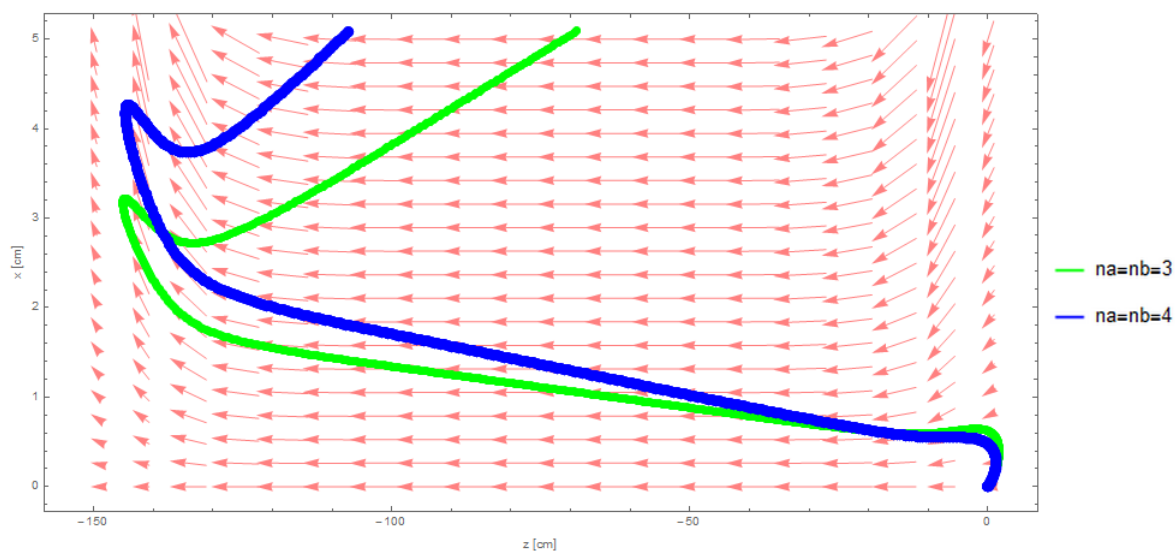
Dalším zajímavým jevem, ke kterému dochází, je rozštěpení hladin na konci magnetu dle zadaného  $n_A$  a  $n_B$ . K tomuto jevu dochází až do  $v_z = 4000$  cm/s, ovšem v tomto případě je štěpení velmi nepatrné. Pokud bychom ho tedy chtěli nějak využít, museli bychom dosáhnout takto nízkých rychlostí, protože zvýšení  $n$  by v tomto případě nebylo efektivní. Výsledek této simulace můžeme vidět na Obr. 4.6.



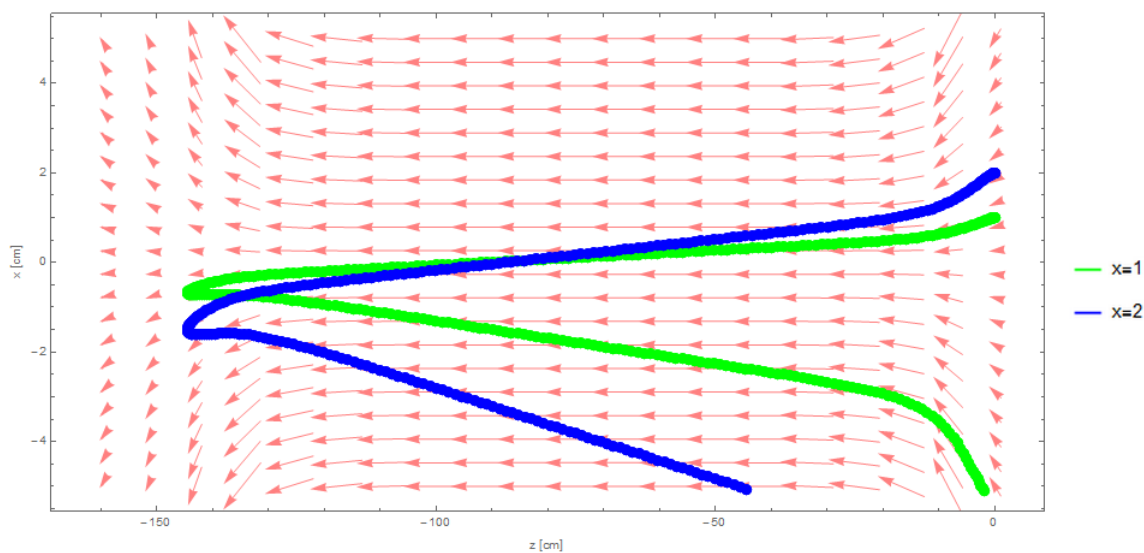
Obr. 4.5: Fokuse svazku při počátku uprostřed aparatury. Poč. podmínky jsou  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (x, 0, 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 0, 1\ 000)$  cm/s.



Obr. 4.6: Změna trajektorie atomů při různém  $n_A$ ,  $n_B$ . Počáteční podmínky jsou  $\vec{x} = (0, 0, 70)$  cm,  $\vec{v} = (10, 0, 1000)$  cm/s.



Obr. 4.7: Trajektorie atomů při různém  $n_A$ ,  $n_B$ . Počáteční podmínky jsou  $\vec{x} = (0, 0, 0)$  cm,  $\vec{v} = (10, 0, 100)$  cm/s,  $n_A$ ,  $n_B$ .



Obr. 4.8: Trajektorie atomů při vletu atomů do 5 T magnetu. Počáteční podmínky jsou  $n_A = n_B = 15$ ,  $\vec{x} = (x, 0, 0)$  cm,  $\vec{v} = (0, 0, -100)$  cm/s.

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



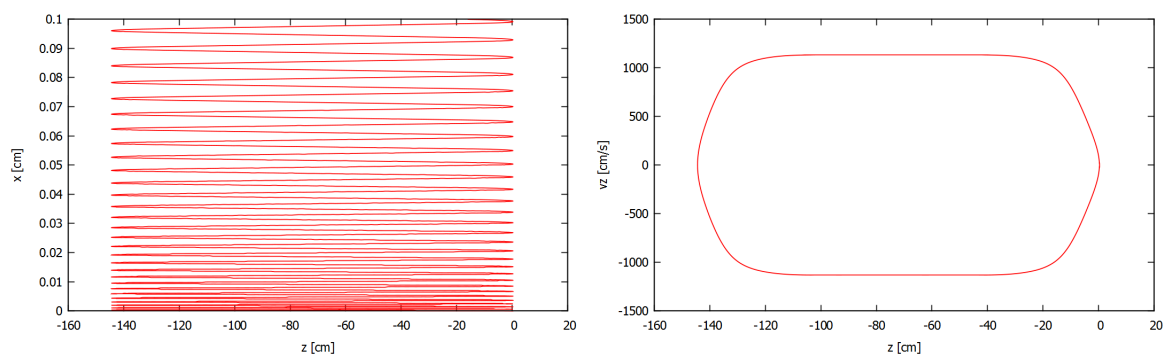
simulacím jsou příliš nízké.

Vliv změny pole je dobře viditelný na Obr. 4.7, 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.

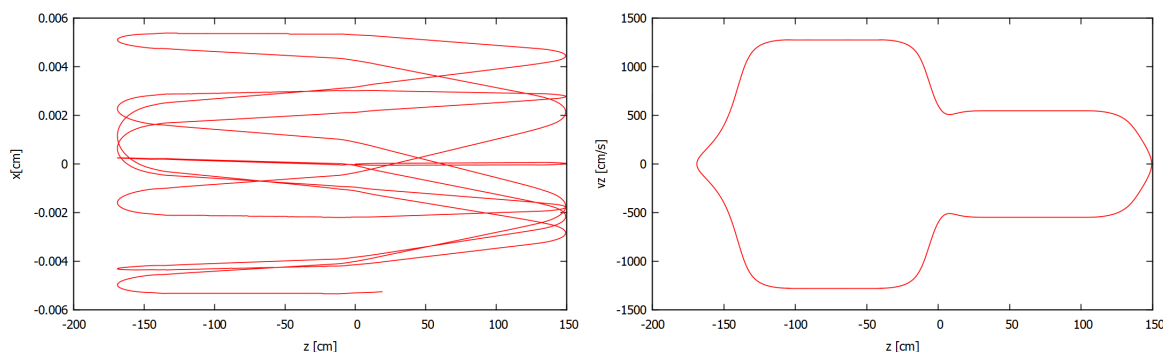
Pokud by magnety byly rovnou vystřelovány ve směru většího magnetu, neotočily by okamžitě svůj směr letu jako v předchozím případě, ale udržely by se v 5 T magnetu až do chvíle, než je otočí gradient konce tohoto magnetu.

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. 4.9. V levé části je vykreslena trajektorie atomu, a velmi dobře můžeme vidět, že atom zůstává v poli magnetu. V pravé části obrázku můžeme vidět závislost 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 5T) 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 otočil po delší době zpět do 5 T magnetu. Simulaci tohoto pohybu při minimálním vychýlení ve směru  $x$  můžeme vidět na Obr. 4.10.



Obr. 4.9: Trajektorie 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. 4.10: Trajektorie 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.

Přestože tento předběžný princip antivodíkové pasti pracuje s rychlostmi v rámci jednotek m/s, musíme podotknout, že stále pracujeme v magnetu o magnetické indukci 5 T. Pokud bychom byli schopni zkonstruovat magnet o výrazně vyšší indukci (např. až 30 T), rychlosti by mohly dosahovat až desítek m/s. Jak můžeme vidět z Tab. 4.1, rychlost  $v = 50$  m/s odpovídá antivodíku o teplotě  $T = 0,1$  K, což bychom byli schopni na malém objemu experimentálně dosáhnout.

Přestože se tato simulace pasti jeví úspěšně, je nutno ještě vyzkoušet, zda toto chování není způsobeno nestabilitou programu nebo nepřesnostmi pole.

V rámci simulací pohybu antivodíku v magnetickém poli je nutno ještě důkladně vyšetřit fázový prostor míst, směru a rychlostí vypuštění částic, jakož i jejich kvantových stavů.

Tato fáze je pouze první částí programu, se kterým je plánováno simulovat trajektorie. V další fázi by mělo přibýt chování antivodíkových atomů i v elektrickém poli, případně kombinaci obou polí. Výstupem tohoto programu by v budoucnosti mohla být simulace elektromagnetické antivodíkové pasti.

# Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo vyšetření pohybu antivodíku v magnetických polích. Nejprve byl zaveden pojem Rydbergova atomu a jeho chování v externích polích. Poté byla pozornost věnována jednotlivých experimentům, které se zabývají antihmotou. Největší zaměření bylo na experiment AEGIS, s nímž úzce spolupracujeme. Tento experiment se zabývá měřením gravitačního zrychlení padajícího antivodíku v Rydbergových stavech.

Poslední kapitola byla věnována simulacím pohybu antivodíku v magnetických polích. Nejprve byly vyšetřeny trajektorie, které se mohou využít přímo v experimentu AEGIS. Přestože má magnetické pole v tomto případě jen malý vliv, ověřili jsme, že je správně nastavené a celkové představy o letu  $\bar{H}$  nejsou těmito výsledky ovlivněny. Také jsme zjistili, že nebude výrazně snížena účinnost experimentu. Poté byla pozornost věnována ultra chladným antivodíkovým atomům, které se pohybují výrazně menší rychlostí, a jsou tedy náchylnější ke změně gradientu pole, manipulace je s nimi tedy snazší. V závěru práce je nastíněna možnost objevu principu magnetické pasti na antivodíkové atomy. Tento princip se však musí blíže specifikovat a přesně určit parametry, které k němu vedou.

Další výzkum v této oblasti se bude věnovat manipulaci antivodíkových atomů v elektrických polích a později nejspíše také vytvoření elektromagnetické pasti pro neutrální antivodík.

# Příloha A

## Příloha: Dynamika vodíku v elektrických a magnetických polích

### A.1 Pohybová rovnice antivodíku v externím poli

Přesné odvození síly působící na antivodík v externích polích lze najít v [22] a [23]. Pro účely této práce však stačí zmínit tři zásadní příklady externího pole.

1. Elektrické pole je silnější než magnetické, síla působící na antivodík je v tomto případě:

$$F_i = -\frac{3}{2}a_0enp \sum_{j=1}^3 \frac{E_j}{E} \frac{\partial E_j}{\partial X_i}. \quad (\text{A.1})$$

2. V případě, že je elektrické pole úměrné magnetickému poli, na antivodík působí síla:

$$F_i = -\frac{e\hbar}{2m_e} (m + 2s) \sum_{j=1}^3 \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i} - \frac{3}{2}a_0enp \sum_{j=1}^3 \frac{E_j}{E} \frac{\partial E_j}{\partial X_i}. \quad (\text{A.2})$$

3. V případě, že je magnetické pole výrazně silnější než pole elektrické, můžeme sílu působící na antivodík popsat rovnicí:

$$F_i = -\frac{e\hbar}{2m_e} (m + 2s) \sum_{j=1}^3 \frac{B_j}{B} \frac{\partial B_j}{\partial X_i} - \frac{3}{2}a_0enp \sum_{j=1}^3 \frac{E_j}{E} \frac{\partial E_j}{\partial X_i} \cos\gamma. \quad (\text{A.3})$$

Všechny rovnice jsou vyjádřeny v kartézských souřadnicích (značení  $i, j, k$ ). Použité symboly ve všech rovnicích jsou:

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

## A.2 Program využívaný pro vykreslování trajektorie antivo- díkových atomů

Program, kterým byl v závěru práce využíván, byl napsán v roce 2016 studenty Michalem Špačkem a Rastislavem Čermákem. Základem vykreslování trajektorií je mapa pole, která je v našem případě zadána pomocí souboru s následující organizací: 4 sloupce,  $R$ ,  $z$ ,  $B_R$ ,  $B_z$ . Tyto hodnoty jsou zadávány v kroku po 0,2 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.

Samotné ovládání programu je velmi prosté a můžeme ho vidět na Obr. A.1. Nejprve je třeba vygenerovat nový textový dokument, do kterého se poté přímo zadají počáteční podmínky. Vzor vygenerovaného dokumentu můžeme vidět na Obr. A.2. Poté stačí pouze zadat tento textový dokument do samotného programu, který vypočítá trajektorii buď během času, který byl zadán v počátečních podmínkách, nebo do chvíle, než atom opustí citlivý objem. Výsledný soubor je poté uložen ve formátu sedmi sloupců:  $t$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ,  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ . Poté už je jen třeba vykreslit požadovanou závislost v jakémkoliv vykreslovacím programu.

```

Numerical solver for antihydrogen dynamics in the AEgIS experiment

Options:
  -g           : Generate input template as input_template.txt
  -nv          : Nonverbose -- no output to standard output

Usage:
  file "field.txt" has to be in the same folder as "aegissolver"
  output will be written to [input_parameters]_solved.txt

aegissolver [input_parameters.txt] -nv

```

Obr. A.1: Základ programu Aegissolver.

```

#lines starting with # will be ignored
#(x, y) has to lie inside a circle with the radius of 5cm
#z has to be from the open interval (-299; 299)cm
#principal quantum number -- irrelevant in the current version, has effect
only in electric field
0
#quantum number na
0
#quantum number nb
0
#x[cm]
0
#y[cm]
0
#z[cm]
0
#vx[cm/s]
0
#vy[cm/s]
0
#vz[cm/s]
0
#stepsize[s] (1e-6 works fine)
1e-006
#time[s]
10

```

Obr. A.2: Vygenerovaný textový soubor, do kterého se zadávají počáteční podmínky letu.

# Literatura

- [1] Paul A. M. Dirac: *Theory of electrons and positrons*. Nobel Lecture., 1933.
- [2] V. Petráček: *Subatomová fyzika 1*. Skriptum FJFI ČVUT., 2009.
- [3] Carl D. Anderson: *The Positive Electron*. Physical Review., 1933.
- [4] A. Beiser: *Úvod do moderní fyziky*. Academia, 1975.
- [5] A. Tauschinsky: *Rydberg Atoms in External Electric Fields*. Diplomová práce, 2008.
- [6] Rolf Landua: *Antihydrogen at CERN*. Physics Reports, 2004.
- [7] W.A. Bertsche, E. Butler, M. Charlton, N. Madsen: *Physics with antihydrogen*. Journal of Physics B Atomic Molecular and Optical Physics, 2015.
- [8] The ATHENA collaboration: *Antihydrogen production and precision experiments*. Hyperfine Interactions 109 , 1997.
- [9] The ALPHA collaboration: *The ALPHA antihydrogen trapping apparatus* . Nuclear Instruments and Methods in Physics Research , 2014.
- [10] BASE: <http://home.cern/about/experiments/base>. [online 19/11/2016]
- [11] BASE: <http://base.web.cern.ch/content/base-experiment>. [online 19/11/2016]
- [12] C. Sauerzopf et al.: *ASACUSA Antihydrogen Spectroscopy - Progress Report*. Hyperfine Interactions, 2016
- [13] ELENA: <https://espace.cern.ch/elena-project/sitepages/home.aspx>. [online 19/11/2016]
- [14] P. Indelicato et al.: *The Gbar project, or how does antimatter fall?* Hyperfine Interact, Switzerland, 2014.

- [15] L. Liskay et al.: *Linac-based positron source and generation of a high density positronium cloud for the GBAR experiment*. Journal of Physics: Conference Series 443 , 2013.
- [16] AEGIS Collaboration: *Probing antimatter gravity – The AEGIS experiment at CERN*. Web of Conferences 126, 2016.
- [17] AEGIS Collaboration: *Progress report on the AEGIS experiment (2015)*, 2015. <https://cds.cern.ch/record/2121329/files/SPSC-SR-178.pdf> [online 26/11/2016]
- [18] AEGIS Collaboration: *The AEGIS experiment*. Hyperfine Interact, 2015.
- [19] AEGIS Collaboration: *The AEGIS experiment*. Hyperfine Interact, 2014.
- [20] S. Lehner: *Beam Optics Simulations and Thermal Shielding for the AEGIS Antihydrogen Experiment*, Diplomová práce, 2014.
- [21] G. Testera et al.: *Formation Of A Cold Antihydrogen Beam in AEGIS For Gravity Measurements*. AIP Conference Proceedings, 2008.
- [22] M. Špaček: *Dynamika pohybu antivodíku v experimentu AEGIS*. Diplomová práce, 2011.
- [23] V. Petráček, M. Špaček: *Internal and external dynamics of antihydrogen in electric and magnetic fields of arbitrary orientation*, 2012. k dispozici online: <https://arxiv.org/pdf/1206.5171v1.pdf>. [online 3/1/2016]