

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PAVIA

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica



**UN ESPERIMENTO PER LA MISURA DI g CON UN FASCIO
DI ANTI-IDROGENO**

Relatore:

Dott.ssa Cristina Riccardi

Tesi di

Ilaria Vai

Anno Accademico 2010/2011

Introduzione	4
Antimateria e gravità	6
1.1 Antimateria.....	6
1.2 Simmetria CPT.....	8
1.3 Il principio di equivalenza.....	12
1.4 Gravità e antimateria	15
1.4.1 L'ipotesi attrattiva	16
1.4.2 Antigraivtà.....	17
1.4.3 WEP e antiparticelle	18
Il fascio di anti-idrogeno	24
2.1 La produzione dell'anti-idrogeno	27
2.1.1 I positroni.....	29
2.1.2 Gli antiprotoni.....	30
2.1.3 Il positronio.....	33
2.1.4 L'anti-idrogeno	37
2.2 La formazione del fascio.....	41
2.2.1 Il rivelatore per la misura di g	47
La misura di g su antimateria	48
3.1 Introduzione.....	48
3.2 Misura di g con antimateria neutra	50
3.3 La misura di gravità in AEGIS.....	53
3.3.1 L'interferometro moirè.....	53
Conclusioni.....	69
Bibliografia.....	71
Ringraziamenti	73

Introduzione

Nell'ambito della Teoria della Relatività Generale negli ultimi anni sono stati sviluppati diversi modelli teorici che forniscono previsioni sul comportamento dell'antimateria in un campo gravitazionale.

Tuttavia fino ad ora non è stato possibile raggiungere una precisione nelle misure tale da confutare le differenti teorie. Ciò è dovuto principalmente al fatto che nei primi esperimenti svolti con antiparticelle cariche, l'interazione gravitazionale risultava essere molto debole rispetto alle forze elettromagnetiche che effettivamente governano il moto delle antiparticelle.

Per ovviare a questo problema, l'attenzione dei ricercatori si è spostata verso gli antiatomi, elettricamente neutri e quindi non influenzati dall'interazione elettromagnetica. In particolare ci si è concentrati sullo studio dell'anti-idrogeno, l'antiatomo più semplice.

L'esperimento AEGIS si colloca all'interno di una gamma di esperimenti svolti presso il CERN che hanno permesso sia di produrre una grande quantità di questi antiatomi, sia di intrappolarli con successo. In particolare AEGIS è stato sviluppato con l'obiettivo di verificare l'effetto dell'interazione gravitazionale sugli atomi di anti-idrogeno, andando a misurare l'accelerazione di gravità di un fascio di questi antiatomi.

Scopo di questa tesi è quello di analizzare il funzionamento e le potenzialità dell'apparato di AEGIS, concentrandosi in particolare sulla misura dell'accelerazione di gravità mediante l'interferometro moirè. Tale apparato, che lavora in regime classico, permette di rivelare il punto di annichilazione di ogni antiatomo e quindi di ricostruire l'immagine del fascio.

Nell'ambito di un quadro generale delle conoscenze teoriche su antimateria e gravità il primo capitolo illustra le possibili ipotesi sviluppate sul comportamento dell'antimateria in un campo gravitazionale. Sono inoltre presentati i dati sperimentali più significativi tra quelli ad oggi disponibili volti a verificare la validità dell'invarianza CPT e del Principio di Equivalenza Debole.

Il secondo capitolo contiene una descrizione dettagliata dell'apparato sperimentale di AEGIS e delle fasi di produzione e formazione del fascio di anti-idrogeno.

Dopo una breve rassegna delle precedenti misure sperimentali dell'accelerazione di gravità dell'antimateria, il terzo capitolo descrive il funzionamento dell'interferometro moirè ed illustra le simulazioni e le tecniche di analisi studiate nell'ambito della collaborazione AEGIS per stimare l'accelerazione di gravità dell'anti-idrogeno.

Capitolo 1

Antimateria e gravità

1.1 Antimateria

Il concetto di antimateria venne introdotto per la prima volta nel 1928 per spiegare i risultati ottenuti dalla risoluzione dell'equazione di Dirac.

Le particelle infatti, in meccanica quantistica non relativistica, sono descritte dall'equazione di Schrödinger; in meccanica quantistica relativistica invece, c'è una distinzione tra le particelle con spin 0, descritte dall'equazione di Klein-Gordon, le particelle con spin $\frac{1}{2}$, descritte dall'equazione di Dirac e le particelle con spin 1 dall'equazione di Proca.

L'equazione di Schrödinger può essere ricavata a partire dalla relazione classica energia-momento $\frac{p^2}{2m} + V = E$ utilizzando le sostituzioni $p \rightarrow -i\hbar\nabla$, $E \rightarrow i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$ e applicando gli operatori risultanti ad una funzione d'onda Ψ :

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi + V\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}.$$

L'equazione di Klein-Gordon può essere ottenuta esattamente allo stesso modo, partendo però dalla relazione relativistica energia-momento $E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$ ottenendo la relazione:

$$-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} + \nabla^2\Psi = \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2\Psi$$

L'equazione di Klein-Gordon è però un'equazione di secondo grado in t , e perciò si pensava che fosse incompatibile con l'interpretazione statistica della Ψ , in base alla quale $|\Psi|^2$ rappresenta la probabilità di trovare la particella nel punto (x, y, z) . Per questo Dirac cercò di ricavare un'equazione consistente con la relazione relativistica energia-momento che fosse anche del prim'ordine nel tempo.

Egli ottenne la relazione

$$\gamma^\mu p_\mu - mc = 0$$

dove γ sono le matrici 4×4 di Dirac e p_μ è il quadrivettore energia-momento.

Con la sostituzione $p_\mu \rightarrow i\hbar\partial_\mu$ si ottiene:

$$i\hbar\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - mc\Psi = 0$$

dove Ψ è una matrice colonna a quattro elementi chiamata *spinore di Dirac*.

Le quattro soluzioni di quest'equazione sono:

$$u^{(1)} = N \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{c(p_z)}{E + mc^2} \\ \frac{c(p_x + ip_y)}{E + mc^2} \end{pmatrix}, \quad u^{(2)} = N \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ \frac{c(p_x - ip_y)}{E + mc^2} \\ \frac{c(-p_z)}{E + mc^2} \end{pmatrix} \quad \text{con } E = \sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}$$

$$u^{(3)} = N \begin{pmatrix} \frac{c(p_z)}{E - mc^2} \\ \frac{c(p_x + ip_y)}{E - mc^2} \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad u^{(4)} = N \begin{pmatrix} \frac{c(p_x - ip_y)}{E - mc^2} \\ \frac{c(-p_z)}{E - mc^2} \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{con } E = -\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}.$$

Gli spinori $u^{(1)}$ e $u^{(2)}$ rappresentano gli stati elettronici, mentre le altre due soluzioni, ad energia negativa, non possono essere associati a stati di particelle. Per questo motivo Dirac pensò di associarli ad antiparticelle di energia positiva, con massa e vita media identici alle corrispondenti particelle, e carica elettrica e momento magnetico uguali ed opposti. Questa caratteristica viene assicurata dalla proprietà di invarianza rispetto a *CPT*. [1]

Le prime conferme sperimentali di questa ipotesi si ottennero nel 1932, quando Carl Anderson osservò per la prima volta il positrone [8].

Questa scoperta si ottenne nell'ambito degli studi sull'origine dei raggi cosmici guidata da Millikan. Egli ipotizzò che i raggi cosmici fossero una forma di radiazione elettromagnetica ad altissima energia, prodotta in reazioni nucleari di sintesi di elementi pesanti dall'idrogeno e per verificarla ideò una serie di prove nelle più svariate condizioni. In particolare, per misurare l'energia dei raggi cosmici secondari,

prodotti in seguito ad urti con nuclei atomici nell'alta atmosfera, Millikan affidò nel 1930 ad uno dei suoi dottorandi, Carl Anderson, il compito di costruire un rivelatore costituito da una camera a nebbia inserita in un potente elettromagnete. Nella camera a nebbia ogni particella avrebbe seguito un percorso caratteristico, in base alla sua massa e alla sua carica, ma nell'estate del 1932 Anderson osservò la traccia di una particella carica positivamente, mostrata in Fig.1.1, che non poteva essere identificata con il protone, l'unica particella positiva nota fino ad allora. “*Una particella di carica positiva ma di una massa dello stesso ordine di grandezza di quella posseduta da un elettrone negativo libero*”, come lo stesso Anderson la descrisse, che veniva deviata dal campo magnetico nella direzione opposta a quanto avveniva per l'elettrone. Un'ulteriore conferma si ottenne nei giorni successivi, quando Patrick Blackett e Giuseppe Occhialini [9] osservarono altri due fenomeni: la creazione e l'annichilazione di coppie di elettroni e positroni.

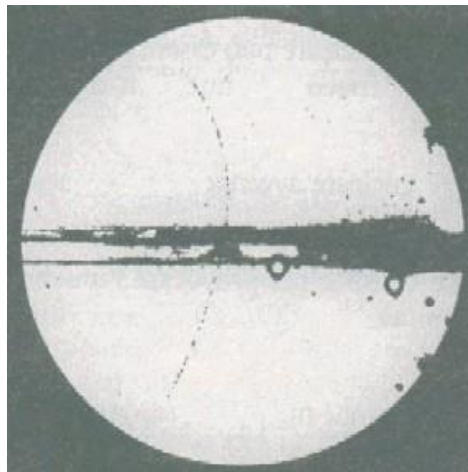


Fig 1.1: Fotografia ottenuta da Anderson nel 1932 nella camera a nebbia. Rappresenta un positrone che entra dal basso e attraversa uno strato di piombo, perdendo energia e quindi subendo una curvatura maggiore. L'elettrone avrebbe avuto una curvatura opposta.

1.2 Simmetria CPT

Il concetto di simmetria o di invarianza delle equazioni che descrivono il sistema per l'applicazione di un'operazione è fondamentale perché legato alle leggi di conservazione. Classicamente si ottiene una legge di conservazione quando l'Hamiltoniana è invariante per l'applicazione di un dato operatore; in meccanica

quantistica, invece, si ha una costante del moto quando un dato operatore commuta con l'Hamiltoniana. In quest'ultima situazione, si possono ottenere sia trasformazioni continue, come le traslazioni e le rotazioni, sia discrete, come la parità, la coniugazione di carica e l'inversione temporale.

L'operazione di *parità* è un'operazione discreta che consiste nell'inversione delle coordinate spaziali:

$$P\Psi(r) = \Psi(-r)$$

Una funzione d'onda Ψ può avere una parità definita, e in tal caso avremo funzioni d'onda con *parità pari* e numero quantico di parità P uguale a 1 e funzioni d'onda con *parità dispari* e numero quantico P uguale a -1, oppure può non avere una parità definita.

La parità è conservata nelle interazioni forti ed elettromagnetiche, mentre nel 1956 Lee e Yang, studiando il decadimento dei mesoni K^+ , giunsero alla conclusione che le interazioni deboli non conservano la parità [2].

Negli anni successivi vennero svolti altri esperimenti per confermare le ipotesi di Lee e Yang, tra cui il più importante è sicuramente quello sviluppato da Wu nel 1957 utilizzando il ^{60}Co [2].

L'operazione di coniugazione di carica, invece, consiste nell'inversione del segno della carica e del momento magnetico della particella, e implica quindi lo scambio di particelle in antiparticelle. [7]

La parità C è conservata nelle interazioni forti ed elettromagnetiche, tenendo conto che è necessario assegnare una parità C intrinseca alle particelle per essere sicuri che lo stato iniziale e lo stato finale di una data reazione abbiano la stessa parità.

Le interazioni deboli violano C e P , ma sono invarianti per trasformazioni combinate CP .

Per spiegare in cosa consiste l'applicazione combinata di queste trasformazioni è necessario definire il concetto di elicità di una particella:

$$H = (\vec{s} \cdot \vec{p})/sp$$

dove s e p sono rispettivamente lo spin e il momento della particella.

Consideriamo il caso del neutrino ν left-handed (LH), cioè con elicità $H = -1$, e del corrispondente antineutrino $\bar{\nu}$ right-handed (RH) con elicità $H = 1$. Applicando C al neutrino LH si ottiene un antineutrino LH, ma questo stato non esiste in natura. Applicando però all'antineutrino LH l'operazione di parità, si ottiene un antineutrino

RH, stato effettivamente presente in natura. È possibile anche applicare le due operazioni in ordine inverso, ottenendo lo stesso risultato.

Non ci furono dubbi sulla validità della simmetria CP fino al 1964, quando Christenson studiò i decadimenti del mesone strano K^0 . K^0 e \bar{K}^0 vengono prodotti tramite interazioni forti e per questo hanno un numero quantico S , di stranezza, ben definito. Il loro decadimento in mesoni π però è debole e non conserva la stranezza. K^0 e \bar{K}^0 quindi, non sono autostati di CP . Per ottenere degli stati con CP ben definita, dobbiamo utilizzare delle combinazioni lineari di K^0 e \bar{K}^0 , K_1 con $CP = +1$, e K_2 , con $CP = -1$.

Lo stato $\pi^+\pi^-$ con momento angolare $L=0$ ha $P = +1$ e $C = +1$, quindi $CP = +1$, mentre lo stato con 3π ha $CP = -1$, perché è formato ad esempio da $\pi^+\pi^-\pi^0$ dove la coppia dei π carichi da un contributo uguale a quello del caso precedente, mentre π^0 ha $CP = -1$.

Per conservare CP , è quindi evidente che K_1 potrà decadere solo in 2π con una vita media dell'ordine di 10^{-10} s (K_S), mentre K_2 potrà decadere solo in 3π con una vita media di 10^{-7} s (K_L).

Al contrario, Christenson, utilizzando l'apparato mostrato in Fig.1.2, osservò che il K_2 poteva decadere in una coppia $\pi^+\pi^-$ con un $BR \approx 2 \times 10^{-3}$, violando CP . [2]

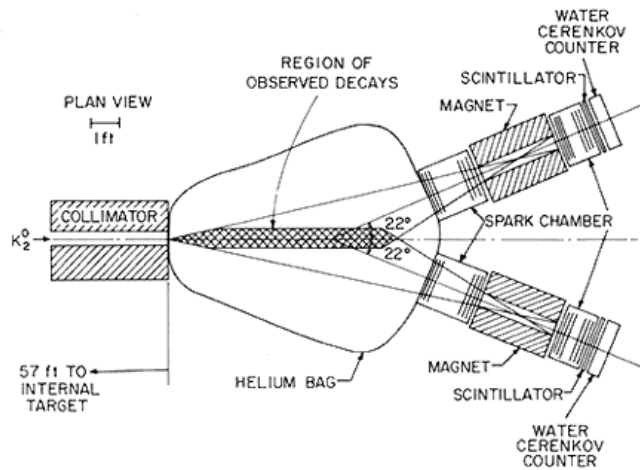


Fig. 1.2: Apparato sperimentale di Christenson per la misura del decadimento $K_L^0 \rightarrow 2\pi$.

Tutt'ora rimane valida l'invarianza delle leggi fisiche per l'applicazione di operazioni combinate CPT , dove T è l'inversione delle coordinate temporali. La simmetria CPT implica che per trasformare un sistema di materia in un equivalente

sistema di antimateria descritto dalle stesse leggi fisiche, non solo è necessario sostituire le particelle con le corrispondenti antiparticelle (C), ma bisogna anche applicare una trasformazione PT . Si giunge quindi all'interpretazione di *Feynman-Stückelberg*, per cui le particelle sono le corrispondenti antiparticelle che viaggiano nel verso opposto e indietro nel tempo. Possiamo quindi considerare l'antimateria come la trasformata CPT della materia e applicando CPT ad una legge fisica che riguarda la materia, si ottiene il comportamento dell'antimateria, che deve essere identico proprio per l'invarianza CPT . [3]

A causa dell'invarianza per CPT particelle e antiparticelle sono caratterizzate da grandezze uguali, come massa, tempo di vita e rapporto giromagnetico, e da grandezze uguali ed opposte, come la carica elettrica. Queste proprietà teoriche sono state verificate con grande precisione, ad esempio l'uguaglianza delle masse di K^0 e $\overline{K^0}$:

$$\left| \frac{m(K^0) - m(\overline{K^0})}{m(K^0)} \right| \leq 5 \times 10^{-18} \quad (1)$$

mentre con un livello di precisione minore si sono verificate l'uguaglianza del rapporto giromagnetico dell'elettrone e del positrone:

$$\frac{g(e^+) - g(e^-)}{g(e^+) + g(e^-)} \leq (-0.5 \pm 2.1) \times 10^{-12} \quad (2)$$

e l'uguaglianza delle frequenze di ciclotrone del protone e dell'antiprotone:

$$\left| \frac{\omega_c(p) - \omega_c(\overline{p})}{\omega_c(p)} \right| \leq 4 \times 10^{-8} \quad (3)$$

dove $\omega_c = eB/m$, è la frequenza di ciclotrone di una particella di massa m e carica e in un campo magnetico B .

Il test CPT (1) è un test indiretto, infatti permette di attribuire una eventuale violazione di CPT all'esistenza di una nuova interazione, con intensità minore del 10% dell'intensità delle interazioni che violano CP . I test (2) e (3) invece sono misurazioni dirette effettuate su particelle in trappole di ioni.

Un ulteriore test che può essere svolto per verificare la validità dell'invarianza CPT sfrutta alcune proprietà dell'antidrogeno. L'invarianza CPT implica che la struttura fine e iperfine dell'idrogeno e dell'antidrogeno siano identiche, quindi si tratta di andare a misurare determinate transizioni tra livelli nell'antidrogeno, in particolare quella tra i livelli $1S \rightarrow 2S$, e verificare se effettivamente corrispondono a

quelle dell'idrogeno. Questo tipo di test è in grado di raggiungere livelli di precisione pari a quelli del test (2), e permette di verificare l'invarianza *CPT* per una costante atomica fondamentale, il Rydberg. Il Rydberg nell'antidrogeno può essere espresso in termini di cariche e masse di antiprotoni e positroni e quindi può essere utilizzato per determinare il rapporto tra le masse del positrone e dell'antiprotone e di conseguenza le loro cariche. La conoscenza della massa dell'antiprotone permetterebbe di estendere i test sulla quantizzazione e sulla conservazione della carica alle antiparticelle. Infine la violazione della quantizzazione della carica per le antiparticelle è stata ipotizzata essere alla base della separazione cosmologica tra materia e antimateria. [4]

1.3 Il principio di equivalenza

A fondamento della teoria generale della relatività c'è il principio di equivalenza, secondo cui l'accelerazione gravitazionale è a priori indistinguibile dall'accelerazione causata da forze meccaniche e di conseguenza la massa inerziale, che ricaviamo dalla legge di Newton

$$F = m_I a$$

e la massa gravitazionale, che ricaviamo dalla legge della gravitazione

$$F = -Gm_G M / r^2$$

sono uguali.

Una prima versione empirica del principio di equivalenza venne formulata da Galileo che, attraverso i suoi studi con il piano inclinato e con il pendolo, aveva osservato che oggetti con massa diversa e diversa composizione accelerano in modo identico se posti in uno stesso campo gravitazionale.

La prima vera teoria basata su queste esperienze venne però pubblicata solo anni dopo da Newton. Egli ipotizzò che la forza gravitazionale fosse proporzionale alla massa del corpo su cui agisce, ma era consapevole che questa massa gravitazionale poteva non essere uguale alla massa inerziale che si ricava dalla seconda legge. Per questo rielaborò le equazioni per andare a studiare il rapporto m_G / m_I , ottenendo che era costante per tutti i materiali e che poteva essere considerato uguale a uno. La conferma sperimentale definitiva si ebbe con l'esperimento di Eötvös del 1889 che

verificò l'uguaglianza della massa gravitazionale e della massa inerziale con una precisione di 1 su 10^9 [19].

Fu Einstein, nel 1915, ad elevare questa uguaglianza a principio per poter spiegare accelerazione elettromagnetica e accelerazione di gravità nel contesto dello stesso set di leggi. Quindi Einstein postulò che tutte le leggi non gravitazionali si comportano in un sistema di riferimento in caduta libera come se la gravità fosse assente.

A partire da Einstein il principio di equivalenza, che aveva assunto quindi un'importanza fondamentale, venne verificato con precisione sempre maggiore.

Le ipotesi su cui si basa l' *EEP*, il Principio di Equivalenza di Einstein, sono:

1. *universalità della caduta libera*: corpi che cadono liberamente in uno stesso campo gravitazionale risentono della stessa accelerazione di gravità, indipendentemente dalla loro composizione
2. *invarianza locale di Lorentz*: il risultato di un esperimento locale è indipendente dalla velocità e dall'orientamento dell'apparato.

invarianza locale di posizione (LPI): l'andamento degli orologi è indipendente anche dalla loro posizione nello spazio-tempo, cioè una violazione di *LPI* significherebbe che il passo di un orologio in caduta libera è differente da quello di uno fermo, ad esempio sulla superficie della terra. [5]

La prima delle tre ipotesi di *EEP*, l'universalità della caduta libera, coincide con il principio di equivalenza debole (*WEP*).

Secondo il principio di equivalenza debole le proprietà gravitazionali delle interazioni forte ed elettrodebole seguono il principio di equivalenza.

Per la Teoria Generale della Relatività *WEP* è esatto.

In laboratorio, test del principio di equivalenza possono essere svolti comparando le accelerazioni in caduta libera di differenti corpi. L'accuratezza raggiunta da questi esperimenti mostra che le interazioni forte, debole ed elettromagnetica contribuiscono allo stesso modo alla massa gravitazionale e alla massa inerziale dei corpi coinvolti nei test.

Importanti sono anche i test condotti nello spazio, che, rispetto a quelli svolti in laboratorio, possono beneficiare di condizioni più favorevoli, come la caduta libera e la riduzione notevole delle interferenze non gravitazionali. Con questi esperimenti è possibile raggiungere livelli di accuratezza molto maggiori rispetto agli esperimenti in

laboratorio, fino a livelli in cui le nuove teorie suggeriscono possibili violazioni del principio di equivalenza.

I progetti più rappresentativi che hanno l'obiettivo di verificare il principio di equivalenza debole sono:

- MicroSCOPE: esperimento a temperatura ambiente nello spazio che utilizza accelerometri differenziali elettrostatici. L'obiettivo è di raggiungere una precisione sulla misura dell'accelerazione differenziale di 10^{-15} [10].
- POEM: test sviluppato sulla terra in grado di rilevare una violazione di *EP* con un'accuratezza nella misura dell'accelerazione frazionale di 5 parti in 10^{14} in esperimenti corti, ancora maggiore in esperimenti più lunghi. Fa uso di misurazione ottiche della distanza ed è sensibile a forze a corto raggio [11].
- STUFF: esperimento nello spazio che si basa su misurazioni ottiche, con l'obiettivo di raggiungere una precisione di 10^{-17} [12].
- QuITE: esperimento nello spazio che utilizza atomi freddi. L'obiettivo è misurare l'accelerazione differenziale assoluta su un singolo asse, con precisione di una parte su 10^{16} [13].
- ICE: ha l'obiettivo di sviluppare un accelerometro ad alta precisione basato su sorgenti atomiche coerenti nello spazio [14].
- GG: lo strumento fondamentale è un accelerometro differenziale costituito da cilindri concentrici coassiali accoppiati che girano attorno all'asse di simmetria e sono sensibili nel piano perpendicolare ad esso. L'obiettivo è raggiungere una precisione a temperatura ambiente di una parte su 10^{17} [15].
- STEP: test condotto da una piattaforma in caduta libera nello spazio dotata di un veicolo spaziale libero da resistenza aerodinamica che orbita attorno alla terra. L'esperimento testerà l'indipendenza dell'accelerazione gravitazionale dalla composizione per masse controllate criogenicamente, cercando una violazione di *EP* con un'accuratezza sull'accelerazione frazionale di una parte su 10^{18} [16].

Questi test sono incompleti, in quanto non permettono di verificare la validità di *WEP* per corpi di dimensioni astronomiche. Inoltre le masse utilizzate hanno una quantità di energia gravitazionale propria trascurabile, quindi è necessario un esperimento su larga scala per testare l'uguaglianza tra il contributo di energia gravitazionale propria dei corpi e le loro masse inerziale e gravitazionale.

Un'ulteriore formulazione del principio di equivalenza è il principio di equivalenza forte (*SEP*), che si distingue dall'*EEP* in quanto include l'interazione con corpi *self-gravitazionali*. Il *SEP* tiene quindi conto di proprietà gravitazionali risultanti dall'energia gravitazionale stessa, assumendo che la gravità generi a sua volta gravità. La teoria generale della relatività assume che il *SEP* sia esatto, ma molte nuove teorie prevedono la sua violazione. A causa della debolezza dell'interazione gravitazionale, i corpi coinvolti nei test per verificare la validità di *SEP* devono avere dimensioni astronomiche. Al momento il luogo migliore all'interno del Sistema Solare per testare il *SEP* è il sistema Terra-Luna-Sole, tramite gli esperimenti:

- LLR: utilizza fasci laser riflessi dallo schieramento di telescopi a riflessione montati sulla Luna dagli astronauti dell'Apollo. I dati più recenti permettono di rilevare con una precisione dell'ordine di 10^{-13} ogni possibile differenza nel rapporto tra massa gravitazionale e inerziale tra Terra e Luna.
- APOLLO: ha una precisione dell'ordine del *mm* che corrisponde ad un aumento della precisione nei test di *WEP* e *SEP* di alcuni ordini di grandezza. Gli obiettivi sono la verifica della costanza della costante gravitazionale di Newton e della validità della legge dell'inverso del quadrato su scala della distanza Terra-Luna [17,18].

Gli sviluppi di questi progetti coinvolgeranno distanze maggiori, per esempio Terra-Marte, portando a un livello di precisione sempre maggiore. [5]

1.4 Gravità e antimateria

Dopo la scoperta dell'antimateria uno degli obiettivi fondamentali dei ricercatori è diventato cercare di capire quale sia il suo comportamento in un campo gravitazionale. Fin'ora è stato molto difficile ottenere risultati sperimentali precisi, perché l'interazione gravitazionale è di solito molto minore dell'interazione elettromagnetica che subiscono le particelle durante gli esperimenti. Tuttavia sono state sviluppate numerose teorie.

1.4.1 L'ipotesi attrattiva

Alcuni ricercatori sostengono che il comportamento dell'antimateria in un campo gravitazionale sia uguale a quello della materia, cioè che la gravità sia sempre attrattiva. Questa affermazione si basa sull'assunzione che le proprietà che distinguono le particelle dalle antiparticelle, come la carica elettrica o il momento magnetico, non influiscono sul comportamento gravitazionale. Per quest'ultimo, l'unica quantità da tener in considerazione sarebbe la massa, che è assunta essere positiva in entrambi i casi. Pertanto, dato che in generale le interazioni mediate da bosoni a spin intero pari, come il gravitone a spin due, sono sempre attrattive tra cariche uguali, repulsive tra cariche opposte, l'interazione gravitazionale risulta essere attrattiva. Sostenitori di questo punto di vista sono Nieto e Goldman che sviluppano la loro ipotesi a partire dal problema della quantizzazione della gravità. Esso risiede nel fatto che, per la Teoria Generale della Relatività è necessaria una conoscenza precisa della posizione e del momento delle particelle che è incompatibile con la meccanica quantistica. Per risolvere questa discrepanza è necessario andare a modificare una delle due teorie, oppure entrambe.

Un modo per modificare la teoria della gravitazione è quello di andare ad affiancare al gravitone a spin due, due nuovi elementi: un gravivettore, a spin uno, e un graviscalare, a spin zero. Queste nuove componenti sono massive, quindi interagiscono con range finito, e si accoppiano con la stessa intensità della normale gravitazione.

Con queste modifiche il potenziale più semplice tra due masse puntiformi m_1 e m_2 assume la forma:

$$V = -\left(\frac{Gm_1m_2}{r\gamma_1\gamma_2}\right)\left([2(u_1 \cdot u_2)^2 - 1] \mp \sum q_{v1}q_{v2}(u_1 \cdot u_2)e^{-r/v} + \sum q_{s1}q_{s2}e^{-r/s}\right)$$

dove u_i è la quadri-velocità. Il primo termine riguarda il gravitone, i range del gravivettore e del graviscalare sono rispettivamente v ed s .

L'elemento fondamentale per l'antimateria è il segno del termine vettoriale, che riflette il fatto che la forza è repulsiva tra cariche uguali (materia-materia), attrattiva tra cariche opposte (materia-antimateria). Invece, la forza associata al termine scalare è sempre attrattiva.

Trascurando le deviazioni minori, dovute ad esempio ai differenti materiali, e considerando il limite statico con una sola componente scalare e una sola componente vettoriale accanto al gravitone, il potenziale diventa:

$$V = -Gm_1m_2(1 \mp ae^{-r/v} + be^{-r/s})/r$$

dove a e b rappresentano il prodotto delle cariche vettoriali e scalari delle due particelle ($a, b \geq 0$).

Con un potenziale di questo tipo nella situazione naturale in cui $a \approx b$ e $v \approx s$, con simmetria tra materia e antimateria, avremmo due situazioni:

- nell'interazione materia-materia, gli effetti del gravivettore e del graviscalare sono circa uguali e si annullano
- nell'interazione materia-antimateria, i due effetti si sommano.

Risultato di questa trattazione è che l'antimateria non “cade verso l'alto” come nel caso dell'antigravità, ma cade con la stessa accelerazione o con accelerazione maggiore della materia, sempre “verso il basso”. [6]

1.4.2 Antigravità

L'idea dell'antigravità invece emerse subito dopo la scoperta dell'antimateria. Inizialmente si ipotizzò che la massa dell'antimateria fosse negativa, in modo che materia e antimateria si potessero respingere in accordo al principio già esposto. Un'altra ipotesi fu quella di assumere che l'antimateria fosse *self-repulsiva*, ma ciò era in contrasto con le teorie della gravitazione note.

In realtà quello che si può verificare, basandosi sull'invarianza *CPT* della teoria, è che la repulsione tra materia e antimateria può essere ricavata dalla relatività generale senza modifiche, assumendo che la massa della materia e dell'antimateria siano definite positive.

Si ottiene quindi che *se osserviamo una mela che cade sulla terra in un certo modo, ciò implica che un'antimela cade su un'antiterra esattamente allo stesso modo*. Ma cosa accade a un'antimela che cade sulla terra? Per rispondere a questa domanda, dobbiamo *CPT* trasformare o il campo, ottenendo un'antiterra, o la carica, ottenendo un'antimela. In entrambi i casi il risultato è un'accelerazione con il segno opposto, cioè una repulsione tra materia e antimateria. La legge di Newton generalizzata risultante è

$$F(r) = \mp GmM / r^2$$

dalla quale si può ricavare sia l'attrazione materia-materia o antimateria-antimateria, sia la repulsione materia-antimateria.

Questa teoria viene supportata dall'osservazione dell'espansione accelerata dell'Universo, interpretata come la repulsione tra uguali quantità di materia e

antimateria. Questa repulsione impedirebbe l'annichilazione di sistemi di materia e antimateria, dove questi ultimi sono da identificare con gli spazi vuoti osservati nelle distribuzioni spaziali delle galassie. Di conseguenza, accettando questa interpretazione, si potrebbero anche eliminare i concetti di materia oscura e di energia oscura, che fin'ora non sono mai stati spiegati.[3]

1.4.3 WEP e antiparticelle

Nonostante fino ad oggi non sia stato possibile verificare direttamente in quale modo l'antimateria interagisca con un campo gravitazionale, negli anni sono state sviluppate diverse prove a sostegno della non violazione di *WEP* con le antiparticelle.

Uno di questi ragionamenti, sviluppato da Morrison, riguarda il red-shift gravitazionale e la conservazione dell'energia e prende spunto dal *gedanken experiment* di Einstein. Partiamo da una descrizione di quest'ultimo esperimento.

Chiamiamo "orologio" un sistema locale con una precisa frequenza che può essere utilizzato per misurare il tempo proprio.

Consideriamo un orologio locale basato sulla frequenza di transizione tra uno stato A e uno stato eccitato A^* , in un campo gravitazionale uniforme. In queste condizioni si può utilizzare il sistema di Einstein per comparare i passi di due orologi posti ad altezze diverse nel campo gravitazionale tramite scambio di fotoni.

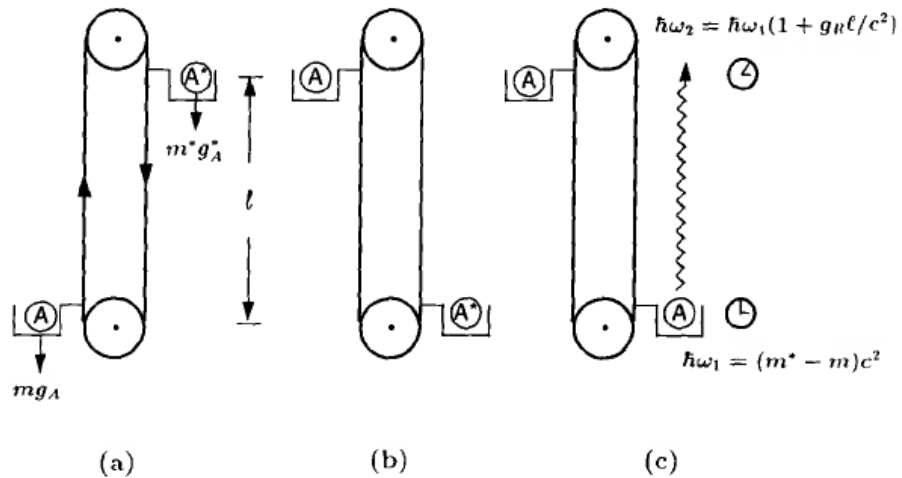


Fig.1.4: Il sistema di Einstein

Si parte dalla situazione in cui lo stato A si trova all'altezza più bassa e lo stato A* ad un'altezza l (Fig.1.4a). Tramite il sistema di Einstein si possono scambiare le posizioni di A e A* (Fig.1.4b). In questo modo si libera un'energia pari a:

$$E_{out} = (m^* g^* - mg)l$$

Lo stato A*, che ora si trova sul livello più basso, può decadere nel suo stato fondamentale A emettendo un fotone con frequenza ω_1 (Fig.1.4c), che corrisponde alla frequenza dell'orologio locale.

Questo fotone si può propagare verso altezze superiori, senza variazioni nella sua energia totale, quindi quando arriva all'altezza dello stato A non ha energia sufficiente per eccitarlo, a causa dell'energia potenziale gravitazionale extra richiesta per fare la transizione a quell'altezza. Questa differenza di energia può essere espressa in termini di frequenza di transizione e quindi di frequenza locale ω_2 del fotone che verrebbe emesso a quell'altezza:

$$\hbar\omega_2 = \hbar\omega_1(1 + g_R l / c^2)$$

dove g_R parametrizza il red-shift della frequenza dell'orologio con l'altezza $(\Delta\omega / \omega = g_R l / c^2)$.

Per eccitare lo stato A e riportare il sistema allo stato iniziale è necessario fornire al fotone un'ulteriore energia pari a:

$$E_{in} = (m^* - m)g_R l$$

Per la conservazione dell'energia, $E_{in} = E_{out}$, da cui:

$$g_R = \frac{m^* g^* - mg}{m^* - m}$$

È chiaro quindi che il red-shift sarà presente finché il contenuto energetico degli orologi contribuirà al peso degli stessi, e perciò avranno energia potenziale gravitazionale.

Il test per la validità del **WEP** per il contenuto energetico degli orologi, consiste nel comparare gli andamenti di due orologi identici posti in due potenziali gravitazionali differenti. Solo quando il **WEP** è verificato, cioè quando $g^* = g$, si ottiene il red-shift convenzionale, con $g_R = g$ e $\Delta\omega / \omega = \Delta U / c^2$, con U potenziale gravitazionale Newtoniano.

Concetto fondamentale in questo esperimento è che sono i livelli energetici dell'orologio che cambiano con l'altezza nel potenziale gravitazionale, a causa della loro energia potenziale gravitazionale. L'unico ruolo del fotone è quello di trasferire

energia e informazioni sulla frequenza da un punto all'altro del potenziale gravitazionale [4].

La teoria di Morrison si basa su quest'esperimento, andando però a considerare la frequenza del fotone nell'annichilazione elettrone-positrone.

L'elettrone e il positrone (massa a riposo m_e per entrambi) si trovano nel livello più alto del sistema di Einstein, lasciando il livello più basso vuoto. Le due particelle vengono quindi portate all'altezza più bassa, con un'emissione di energia pari a:

$$E_{out} = m_e (\bar{g} + g) l$$

dove \bar{g} e g sono rispettivamente le accelerazioni di gravità per il positrone e l'elettrone.

Nel livello più basso l'elettrone e il positrone possono annichilare in un fotone, con frequenza ω_1 e energia pari a $\hbar\omega_1 = 2m_e c^2$, che costituisce l'orologio locale.

Il fotone ritorna al livello con altezza superiore, ma non ha energia sufficiente per produrre una coppia elettrone-positrone, a causa dell'energia potenziale extra che deve possedere la coppia a quell'altezza. Quindi considerando la frequenza del fotone emesso se ci fosse annichilazione al livello superiore, si ottiene che le frequenze hanno subito red-shift dato da:

$$\hbar\omega_2 = \hbar\omega_1 (1 + g_R l / c^2)$$

dove g_R ha lo stesso significato della situazione precedente. Il fotone può quindi essere utilizzato per ricreare una coppia elettrone-positrone solo se la sua energia viene aumentata di un fattore

$$E_{in} = 2m_e g_R l.$$

Dalla conservazione dell'energia si ottiene che

$$g_R = \frac{\bar{g} + g}{2}.$$

Quando Morrison espose questa tesi inizialmente si pensò che il red-shift fosse dovuto ad una proprietà del fotone, giungendo alla conclusione che una violazione di *WEP* portasse ad una violazione della conservazione dell'energia. In realtà ciò che si può dedurre è che un'accelerazione anomala del antiparticella, cioè $\bar{g} \neq g$, è compatibile con la conservazione dell'energia con un red-shift anomalo dei fotoni di annichilazione, cioè il passo relativo degli orologi separati da un'altezza l è dato da

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{(\bar{g} + g)l}{2c^2} \neq \frac{\Delta U}{c^2}$$

Viceversa, la misurazione di g_R permette di conoscere \bar{g} e quindi di verificare la validità di *WEP*.

Grazie alla precisione della spettroscopia, un buon test *WEP* per l'antimateria è quello che sfrutta la transizioni $1S \rightarrow 2S$ nell'idrogeno e nell'antidrogeno. Nello sviluppare questo test dobbiamo tener conto del fatto che la differenza di energia di legame tra gli stati $1S - 2S$ nell'antidrogeno è data da un termine di energia potenziale elettrostatica che soddisfa *WEP*, come dimostrato dall'esperimento di Eötvös [19], e da un termine di energia cinetica del positrone. Per questo motivo è necessario utilizzare un modello per l'interazione gravitazionale. Per prima cosa bisogna considerare gli effetti della gravità convenzionale sull'atomo di idrogeno, tenendo conto che in questa situazione *WEP* è verificato. Per l'idrogeno si ottiene:

$$\Delta E(1S \rightarrow 2S) \rightarrow \Delta E(1S \rightarrow 2S)(1 + U/c^2).$$

dove U è il potenziale gravitazionale Newtoniano. Da questa relazione si può vedere che il red-shift di cui risentono gli orologi non è anomalo.

Per quanto riguarda l'antimateria, assumiamo che sia possibile una violazione di *WEP* e che l'interazione gravitazionale anomala sia modulata da un parametro α di accoppiamento tra antimateria e campo gravitazionale. Se α risulta essere diverso da uno, si ottiene una violazione di *WEP*, che significa che se la materia risente di un'accelerazione gravitazionale g , l'antimateria risente di un'accelerazione $\bar{g} = \alpha g$ [4].

La differenza di energia tra gli stati $1S - 2S$ per l'antidrogeno risulta quindi essere:

$$\Delta E(1S \rightarrow 2S) \rightarrow \Delta E(1S \rightarrow 2S)(1 + [3\alpha - 2]U/c^2)$$

Se il positrone viola *WEP*, la differenza di energia tra i due livelli nell'antidrogeno ha un'energia potenziale gravitazionale anomala e quindi la frequenza di transizione risente di un red-shift anomalo. Come conseguenza, ogni differenza che emerge tra le frequenze di transizione tra gli stati $1S \rightarrow 2S$ tra idrogeno e antidrogeno, quando entrambi si muovono nello stesso potenziale gravitazionale, sarebbe indicativa di una violazione di *WEP* dell'antidrogeno.

Alla fine degli anni cinquanta, vennero sviluppati altri due argomenti quantitativi che possono essere comparati con il test sull'antidrogeno.

L'ipotesi di Schiff si basa sul fatto che il campo Coulombiano di un atomo polarizza il vuoto e produce coppie virtuali elettrone-positrone. Anche i positroni

virtuali contribuiscono all'energia gravitazionale dell'atomo in un campo come quello della terra. In particolare gli effetti della gravità su questi positroni possono sia confermare il Principio di Equivalenza Debole sia produrre una differenza tra massa gravitazionale e inerziale nel caso in cui la massa gravitazionale a riposo del positrone sia uguale ed opposta a quella dell'elettrone. Quest'ultimo caso è stato tuttavia escluso dagli esperimenti di Eötvös che misurarono una differenza tra massa gravitazionale e inerziale minore di 0.5×10^{-8} . [20]

L'altro argomento venne sviluppato da Good ed è una variante dell'esperimento sul red-shift. Consideriamo di avere un orologio, con frequenza ω , e il corrispondente anti-orologio, con frequenza $\bar{\omega}$ che, per simmetria *CPT* in assenza di gravità, assumiamo essere uguale a ω . Quindi se l'anti-orologio viola *WEP*, ci sarà, oltre alle modulazioni normali delle loro frequenze, un contributo costante alla frequenza dovuto al red-shift anomalo dell'orologio che viola *WEP* tra l'infinito e la superficie della terra.

Good applicò questo ragionamento alle particelle K^0 e \bar{K}^0 , le cui frequenze sono date rispettivamente da $\omega = m(K^0)c^2 / \hbar$ e $\bar{\omega} = m(\bar{K}^0)c^2 / \hbar$. In assenza di gravità, la funzione d'onda dei K , corrispondente ai K^0 creati al tempo $t = 0$ è data da:

$$\Psi(t) = \exp[iS_{cl}(t)/\hbar]\Psi_{K^0}$$

dove $\Psi_{K^0} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\Psi_{\bar{K}^0} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ e S_{cl} è l'azione.

Gli effetti della gravitazione anomala su questo sistema può essere introdotta nello stesso modo utilizzato per l'antidrogeno nella lagrangiana di interazione attraverso i parametri α e $\bar{\alpha}$. Questi due parametri permettono la possibile variazione di *WEP* che corrisponde ad assegnare a K^0 e \bar{K}^0 le accelerazioni gravitazionali αg e $\bar{\alpha} g$ rispettivamente, in un campo gravitazionale in cui la materia risente di un'accelerazione g . Se *WEP* è violato si riscontra una differenza di energia tra K^0 e \bar{K}^0 , che può essere trattata assegnando una massa efficace alle due particelle. Dagli ultimi esperimenti si è ottenuto che

$$|\alpha - \bar{\alpha}| \leq 2.5 \times 10^{-18}$$

ma ciò non dimostra che *WEP* è valido per i K , ma solo che la gravità si accoppia essenzialmente con la stessa intensità con entrambi [4]. Si può quindi dedurre che la

gravità si accoppia con la stessa intensità con i quark e gli antiquark, e quindi che l'antiprotone rispetta *WEP* esattamente come fa il protone.

La differenza di questo test rispetto a quello con l'antidrogeno è l'assunzione dell'invarianza *CPT*. Questo non permette di separare i test *CPT* e *WEP* e quindi la scoperta di un'eventuale frequenza di offset potrebbe essere indice di violazione di uno qualsiasi dei due principi.

L'utilità di questo test risiede invece nel fatto che mostra una delle conseguenze fondamentali di un'eventuale violazione di *WEP*: le quantità fisiche, come le masse delle particelle, diventerebbero dipendenti dal valore locale del potenziale gravitazionale e quindi dalla loro posizione nell'universo. Questa dipendenza sarebbe compatibile con l'assunzione che il gravitone possieda una piccola massa, minore di quella di un'interazione con range corrispondente al valore massimo testato per la legge dell'inverso del quadrato. Affermare che su scale galattiche la legge gravitazionale non assuma più una formulazione del genere potrebbe portare a spiegazioni alternative alla presenza della materia oscura. La teoria del gravitone massivo però prevede una deflessione della luce che è in contrasto con le osservazioni fin'ora svolte. [4]

Capitolo 2

Il fascio di anti-idrogeno

A partire dalla scoperta dell'antimateria sono stati sviluppati numerosi esperimenti per produrla e studiarne le proprietà. I risultati più importanti sono stati raggiunti prima dagli esperimenti all'acceleratore LEAR, dal 1982 al 1996, e poi dagli esperimenti di *seconda generazione* sviluppati a partire dal 2000 presso AD, come ATHENA, ALPHA, ATRAP e ASACUSA.

Il primo atomo di antimateria utilizzato in questi esperimenti è l'anti-idrogeno, perché è il sistema atomico più semplice, composto da un positrone che orbita attorno ad un unico antiprotone. Ottenere i positroni, ad esempio dal decadimento β^+ di una sorgente radioattiva, è relativamente semplice, mentre è molto più difficile creare un campione di antiprotoni utilizzabile perché per catturare e immagazzinare queste antiparticelle è necessario che esse siano il più lente possibili. Per raggiungere questo obiettivo si costruì un anello nel quale gli antiprotoni venivano rallentati, LEAR (Low Energy Antiprotons Ring) ultimato nel 1982 al CERN. A metà degli anni '80, Gerald Gabrielse e i suoi collaboratori svilupparono l'ipotesi di poter catturare gli antiprotoni estratti da LEAR in trappole di Penning (vedi Sezione 2.1). Questo risultato si ottenne per la prima volta nel 1986 [21] ed entro tre anni fu possibile intrappolare 60000 antiprotoni per quattro giorni. Per raggiungere i livelli di precisione necessari per gli esperimenti era però richiesto l'immagazzinamento di pochi antiprotoni per un lungo periodo. Ciò fu possibile a partire dal 1991 quando un centinaio di antiprotoni fu immagazzinato per alcuni mesi.

Negli anni '90 LEAR fu in grado di fornire antiprotoni a bassa energia per vari esperimenti. Uno dei più importanti fu PS210, sviluppato nel 1995 con l'obiettivo di studiare l'interazione tra antiprotoni e atomi di xeno. Con la rilevazione di 9 eventi [22], ottenuti dalla reazione $\bar{p} + Z \rightarrow \bar{H} + e^- + Z$, questo esperimento rappresenta la prima produzione di atomi di anti-idrogeno.

Un risultato simile si ottenne negli anni seguenti al Fermilab con l'esperimento E862 che rilevò circa 57 eventi [23].

Dopo la chiusura di LEAR nel 1996, venne sviluppata una nuova tecnologia per ottenere antiprotoni ad energia ancora minore. In AD (Antiproton Decelerator), entrato in funzione nel 2000, un fascio di protoni da 26 GeV (circa 1.5×10^{13} *protoni/bunch*) colpisce un bersaglio di iridio dal quale gli antiprotoni sono estratti e iniettati a $3.5\text{ GeV}/c$ nell'anello di decelerazione di AD. Si possono ottenere quindi circa 2×10^7 antiprotoni ogni 100 s circa, con un momento di $100\text{ MeV}/c$. In Fig. 2.1 che da una visione schematica di AD, sono visibili anche gli esperimenti di *seconda generazione* sull'anti-idrogeno sviluppati negli anni seguenti.

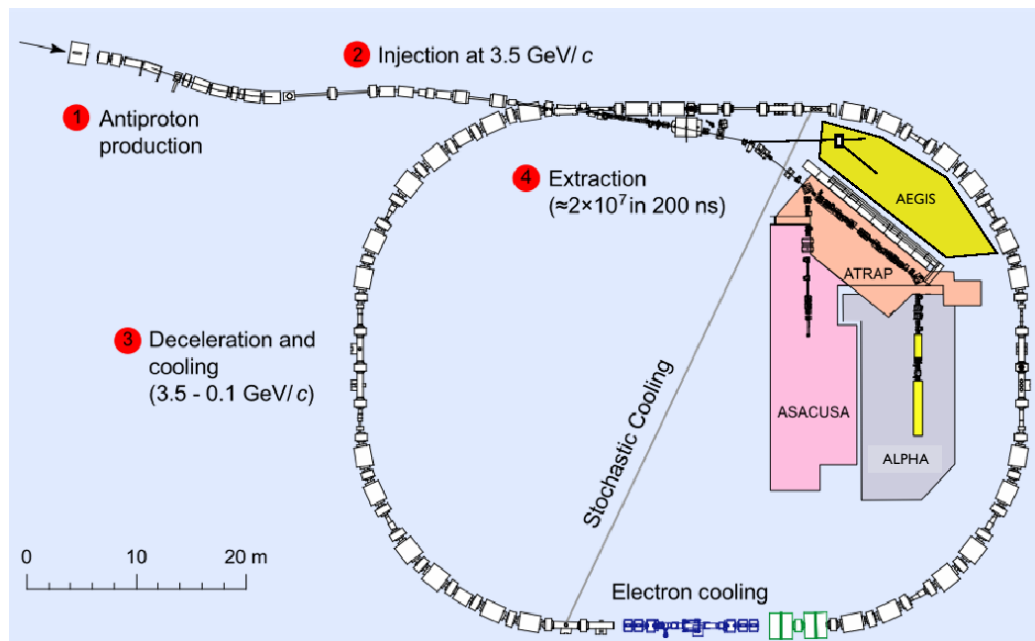


Fig.2.1: Visione schematica di AD al CERN.

Il primo di questi esperimenti fu ATHENA, che nel 2002 riuscì a produrre per la prima volta 10^5 atomi di anti-idrogeno freddo, alla temperatura di qualche decina di Kelvin [24]. Nei mesi successivi anche ATRAP raggiunse lo stesso traguardo, dimostrando anche la possibilità di formare \bar{H} utilizzando la tecnica di scambio di carica. Attualmente al CERN sono presenti quattro collaborazioni ALPHA, ATRAP [25,26], ASACUSA e AEGIS. I primi tre misurano lo spettro dell'anti-idrogeno, concentrandosi principalmente sulla transizione $1S \rightarrow 2S$, mentre l'obiettivo principale dell'esperimento AEGIS (Antimatter Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy) è quello di ottenere una misura diretta dell'accelerazione gravitazionale g sull'anti-idrogeno, la prima misura diretta di effetti gravitazionali su un sistema di

antimateria. Si cercherà di ottenere una misura di g con una precisione dell'1% e sarà possibile anche ricavare dati riguardanti la spettroscopia Rydberg[27].

L'apparato di AEGIS, mostrato in Fig. 2.2, è costruito principalmente per ottenere una misura di g ma è possibile anche sfruttarlo per altre verifiche, come la spettroscopia per testare *CPT*.

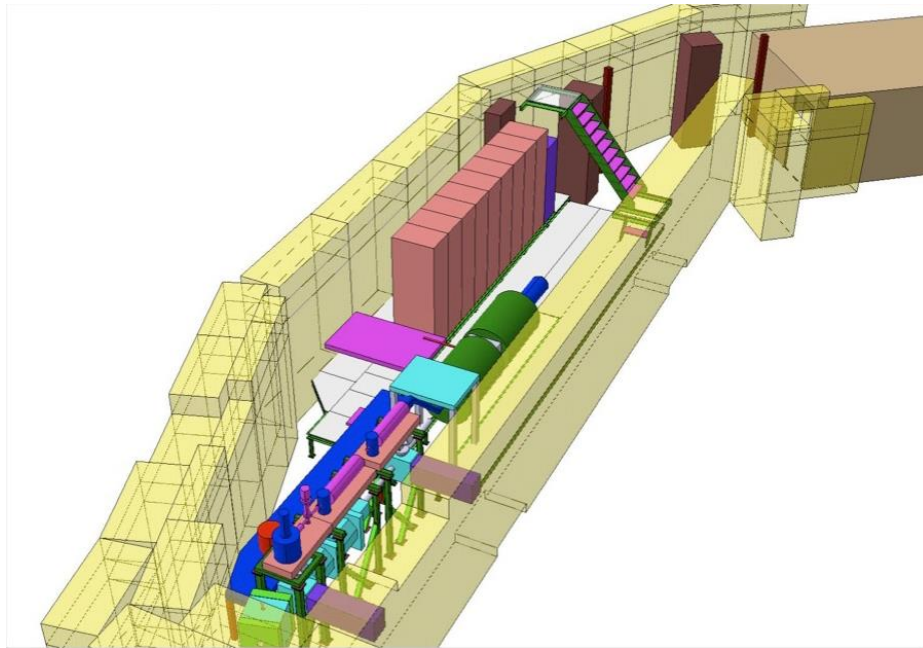


Fig.2.2: L'apparato di AEGIS.

In AEGIS, i passi fondamentali tramite cui si arriva alla produzione dell'anti-idrogeno e alla misurazione della sua interazione gravitazionale sono:

- La produzione dell'anti-idrogeno tramite la reazione di scambio di carica tra positronio di Rydberg e antiprotoni freddi.
- La formazione del fascio di anti-idrogeno sfruttando l'effetto di un gradiente di campo elettrico sugli atomi di Rydberg (accelerazione Stark).
- La misurazione della gravità utilizzando un interferometro moirè. Vengono misurati la posizione verticale e il tempo di arrivo di ogni atomo di anti-idrogeno.

2.1 La produzione dell'anti-idrogeno

La formazione dell'anti-idrogeno è realizzata mediante l'accumulo, il raffreddamento e il trasferimento di antiprotoni, elettroni e positroni in trappole di Malmberg-Penning di forma cilindrica, il cui funzionamento è mostrato dalla figura 2.3. Le trappole di Penning sono camere costituite da elettrodi cilindrici coassiali e immerse in un forte campo magnetico: con opportuni potenziali elettrici si ottiene il confinamento assiale delle particelle, mentre grazie al campo magnetico coassiale col cilindro se ne ottiene il confinamento radiale [28].

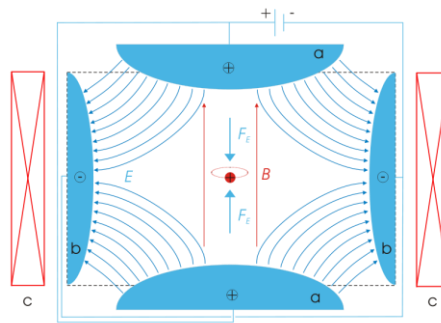


Fig. 2.3: Principio di funzionamento di una trappola di Penning.

Il sistema è suddiviso in tre parti. La prima parte è posta nella regione a campo magnetico forte (5 T) e suddivisa in:

- La trappola in cui vengono catturati, raffreddati e raccolti gli antiprotoni provenienti da AD
- La trappola in cui sono immagazzinati i positroni provenienti dall'accumulatore Surko.

La seconda parte si trova nella regione a 1 T . Per trasferire gli antiprotoni e i positroni dalla zona a 5 T a quella a 1 T si utilizzano circa 20 elettrodi che modellano in modo adatto il campo elettrico lungo il cammino delle particelle. Il confinamento radiale è mantenuto dal campo magnetico. Gli antiprotoni raggiungono poi la temperatura di 100 mK in una trappola di Penning. Per permettere il passaggio dei positroni che devono attraversare la nuvola di antiprotoni freddi nella zona di formazione dell'anti-idrogeno, si utilizza un elettrodo

semitrasparente. In questa zona è possibile raggiungere temperature così basse grazie all'uso di un criostato, in particolare di un refrigeratore a diluizione. Il principio di funzionamento di questo strumento è basato sulle proprietà della miscela liquida di due isotopi dell'elio (^3He e ^4He). Quando questa miscela è portata alla temperatura di 0.86 K si separa in due fasi: una fase concentrata di ^3He e una fase diluita di ^4He . Fino a temperature prossime a 0 K la concentrazione di ^3He nella fase diluita della miscela è finita, mentre sotto gli 0.5 K l' ^4He superfluido della fase diluita è in uno stato fondamentale con entropia trascurabile. Per questo motivo l' ^4He si comporta come il vuoto. Nella camera di miscela la fase concentrata più leggera si forma sopra la fase diluita. L'effetto di raffreddamento è dato dagli atomi di ^3He che passano dalla fase concentrata a quella diluita e può essere visto come un'*evaporazione* di ^3He . Il limite di solubilità permette il passaggio dell' ^3He anche alle più basse temperature, mantenendo una grande potenza di raffreddamento. Il processo di diluizione funziona in ciclo chiuso. Nel criostato sono presenti due serie di elettrodi paralleli: una di esse è usata per gestire gli antiprotoni, l'altra i positroni, come mostrato in Fig. 2.4.

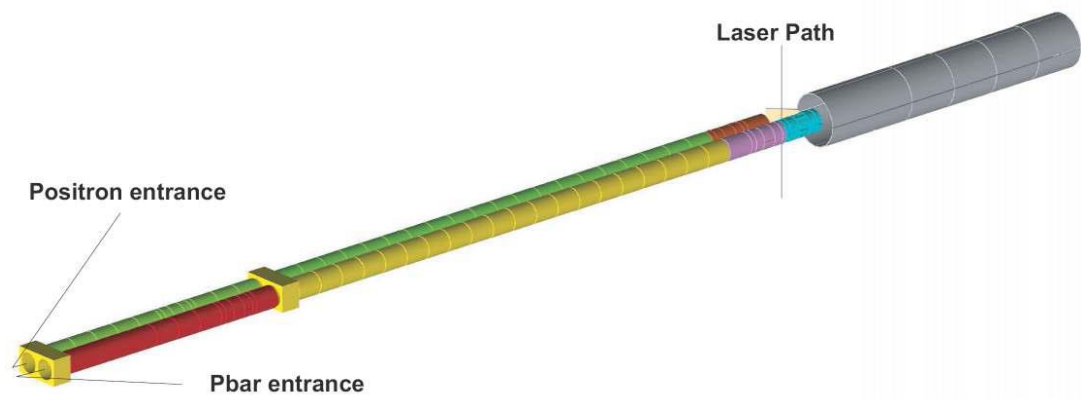


Fig. 2.4: Il sistema di trappole di AEGIS

Nella terza parte il set di elettrodi che formano le trappole sono utilizzati per creare il campo elettrico che accelera gli atomi di anti-idrogeno di Rydberg dopo la loro formazione. La trappola di Penning viene trasformata in un acceleratore Rydberg Stark. Per questo motivo tutti gli elettrodi in questa sezione sono tagliati radialmente in modo appropriato per permettere la formazione di un campo elettrico con un forte gradiente lungo la direzione del campo magnetico e un piccolo

gradiente nella direzione radiale. L'accelerazione avviene in una regione di lunghezza $1 - 2 \text{ cm}$. Il raggio degli elettrodi viene aumentato nella regione successiva a quella di accelerazione per permettere un'espansione del fascio di anti-idrogeno.

2.1.1 I positroni

I positroni vengono raccolti in un accumulatore Surko, il cui funzionamento si basa sulla cattura e il raffreddamento di un gas di positroni in una trappola di Penning-Malmberg. I positroni, che sono emessi da una sorgente di ^{22}Na , sono moderati da neon solido, che è di solito ottenuto alla temperatura di 7 K da neon solido ultra-puro esposto ad una pressione di 10^{-4} mbar per pochi minuti. All'uscita dal moderatore si ottiene un fascio di positroni lenti con tipicamente $2 \times 10^5 e^+ / \text{smCi}$. Scopo dell'accumulatore, mostrato in Fig.2.5, è intrappolare e raffreddare questo fascio continuo di positroni lenti.

Per rimanere intrappolati, i positroni devono perdere una parte della loro energia assiale prima di raggiungere la fine della trappola. Il raffreddamento avviene tramite l'eccitazione elettronica di un gas di azoto, favorita rispetto alla formazione del positronio a queste energie cinetiche. Una volta intrappolati, i positroni continuano a perdere energia nelle collisioni con il gas e rimangono all'interno del potenziale, il cui andamento è mostrato nel grafico in Fig.2.5, formato dagli elettrodi applicati alla trappola di diametro maggiore. Lungo l'asse della trappola è mantenuta anche una differenza di pressione, il cui minimo coincide con il minimo del potenziale. Viene utilizzato un campo magnetico di 0.15 T realizzato con avvolgimenti non superconduttori.

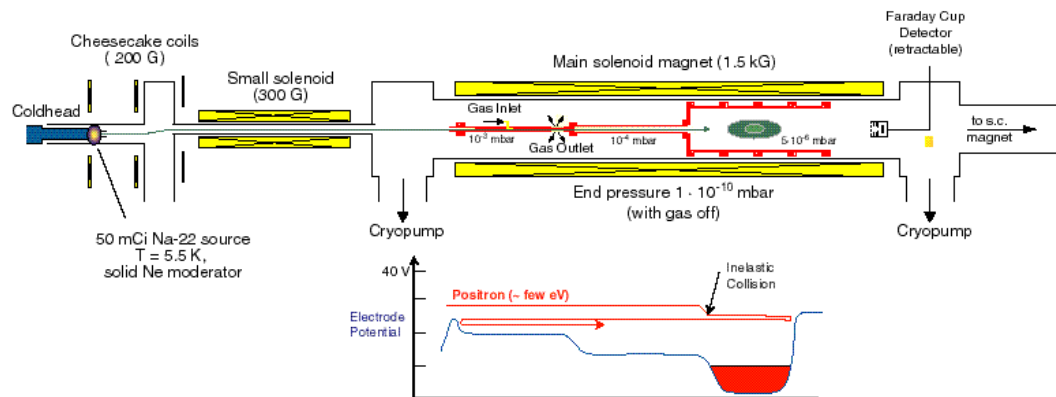


Fig. 2.5: L'accumulatore di positroni e l'andamento del potenziale degli elettrodi

Per aumentare il tempo di immagazzinamento e il numero di positroni accumulati si comprime la nuvola di positroni radialmente. Ci si aspetta di accumulare più di 10^8 positroni in $200 - 300\text{ s}$.

Dopo essere stati accumulati, i positroni devono essere trasferiti nelle trappole all'interno del magnete principale.

Prima di iniziare il trasferimento, il gas nell'accumulatore deve essere espulso per limitare il flusso del gas nel vuoto e nella regione criogenica nel magnete principale. La camera a vuoto del magnete principale e dell'accumulatore sono collegate tramite una valvola che viene aperta solo al momento del trasferimento dei positroni. I positroni vengono mandati in una trappola nella regione a 4 K del magnete principale tramite un sistema di guida elettrostatico e di magneti e la raggiungono con un'energia cinetica compresa tra le decine e il centinaio di eV . Qui la nube di positroni raggiunge uno stato di equilibrio termico alla temperatura di 4 K .

Nel magnete principale sono presenti due regioni con diversi valori di campo magnetico omogeneo, ottenute utilizzando un sistema di avvolgimenti superconduttori. Sono presenti due zone perché per intrappolare e raffreddare gli antiprotoni in modo efficiente è necessario un campo magnetico molto forte, mentre nella regione di accelerazione degli atomi di anti-idrogeno è preferibile avere un campo magnetico meno intenso. La prima zona è a 5 T , con disomogeneità relativa minore di 10^{-4} , ospita le trappole per gli antiprotoni e la trappola di immagazzinamento dei positroni.

La seconda zona a 1 T , con disomogeneità relativa minore di 10^{-5} , è nella regione di formazione dell'anti-idrogeno.

Il magnete ha un foro a 4 K all'interno del quale viene introdotto un criostato a 100 mK completamente indipendente da quello che ospita gli avvolgimenti del magnete. Le trappole vengono montate all'interno del criostato. Lo spazio libero tra la superficie interna del foro a temperatura ambiente e la parte esterna del criostato permette ai laser di raggiungere la zona di interazione.

2.1.2 Gli antiprotoni

Da AD provengono 2.5×10^7 antiprotoni in bunch di 100 ns con un'energia cinetica di 5.3 MeV . Per degradare l'energia del fascio di antiprotoni fino al KeV si

utilizza un set di fogli di materiale opportuno montati lungo il percorso delle particelle prima dell'ingresso della trappola. L'energia massima degli antiprotoni è legata al potenziale V_{HV} applicato agli elettrodi alla fine della zona di cattura. Gli antiprotoni che attraversano l'ultimo foglio del sistema di rallentamento con energia assiale minore di eV_{HV} vengono riflessi da questo potenziale e vengono catturati chiudendo la trappola, cioè applicando un potenziale V_{HV} all'elettrodo di ingresso prima che gli antiprotoni rimbalzino e ritornino verso di esso. La trappola viene chiusa dopo un intervallo di tempo di $500 - 700 \text{ ns}$ dall'ingresso degli antiprotoni. Regolando il voltaggio degli elettrodi della trappola, si può ottimizzare la frazione di antiprotoni catturata, tipicamente $10^4 \bar{p}$ con 5 KV . Per massimizzare il numero di antiprotoni disponibili, la trappola di cattura di AEGIS può utilizzare voltaggi fino a 10 KV .

Il raffreddamento degli antiprotoni ad alte energie avviene tramite collisioni Coulombiane con una nuvola di elettroni (circa $10^7 e^- / \text{cm}^3$) presente nella trappola di cattura, proveniente da una sorgente montata all'esterno del criostato. In questo processo gli elettroni vengono riscaldati, ma si auto-raffreddano tramite emissione di radiazione di ciclotrone nella zona di campo magnetico a 5 T con una costante di tempo di circa 0.4 s . Idealmente, i due tipi di particelle raggiungono una temperatura di equilibrio uguale a quella dell'ambiente.

Con questo processo di raffreddamento è possibile raffreddare 10^4 antiprotoni con energia dell'ordine del keV fino a pochi eV in poche decine di secondi se si sovrappongono completamente ad una nuvola di elettroni con densità circa $10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Ottimizzando il processo si possono raffreddare quasi tutti gli antiprotoni in circa 60 s . Alla fine del processo di raffreddamento, gli antiprotoni e gli elettroni condividono lo stesso volume. Gli elettroni poi possono essere espulsi dalla trappola applicando un appropriato impulso elettrico per circa 100 ns che non influisce sugli antiprotoni più pesanti.

Il raggio dell'orbita delle particelle immagazzinate nella trappola di Penning può essere ridotto utilizzando una procedura chiamata raffreddamento "sideband". Riferendosi al moto radiale, la combinazione del campo elettrico radiale delle trappole e del campo magnetico uniforme induce un moto oscillatorio con due frequenze ω_+ e ω_- e due ampiezze chiamate raggio di ciclotrone e raggio di magnetrone. La somma delle due frequenze dà la frequenza di ciclotrone effettiva

ω_c della particella nel campo magnetico. Se viene applicato un ulteriore campo quadrupolare elettrico con frequenza uguale alla frequenza di ciclotrone ω_c i moti di ciclotrone e di magnetrone si mescolano e si accoppiano, dando un moto periodico variabile miscela di un moto di puro ciclotrone e di un moto di puro magnetrone. Se, nel momento dell'accoppiamento, è attivo un meccanismo di raffreddamento, i raggi di ciclotrone e di magnetrone vengono ridotti, ottenendo una compressione radiale dell'orbita.

Gli antiprotoni raffreddati nella zona di cattura vengono trasportati nella regione di ricombinazione cambiando adiabaticamente i voltaggi degli elettrodi delle trappole, modificandoli cioè su intervalli di tempo lunghi rispetto ai periodi dei moti delle particelle nelle trappole. Con questa procedura è possibile trasportare insieme gli antiprotoni e gli elettroni.

Dopo il trasferimento nella zona di formazione dell'anti-idrogeno l'energia degli antiprotoni e degli elettroni può essere dell'ordine dell' eV . In questa zona gli elettroni irradiano energia in un tempo più lungo rispetto alla zona di cattura, dell'ordine di 4 s , a causa della minore intensità del campo magnetico. Inoltre lo scambio di energia tra antiprotoni ed elettroni è più efficiente quando gli antiprotoni hanno un'energia dell'ordine dell' eV , rispetto alla situazione che si ha nella zona di cattura, dove gli antiprotoni hanno un'energia dell'ordine del keV . Infatti, se la temperatura ambiente è maggiore di pochi Kelvin, gli elettroni tendono a raggiungere l'equilibrio con l'ambiente. La loro energia cinetica quindi aumenta, e di conseguenza diminuisce la probabilità di interazione con gli antiprotoni. Un altro effetto si ha invece a temperature più basse dove il moto di ciclotrone risulta disturbato: in queste condizioni c'è un disaccoppiamento della frequenza di questo moto da quella della radiazione di corpo nero della cavità che è ad una diversa temperatura. Questo effetto porta ad una diminuzione della probabilità di assorbimento.

L'energia del moto di ciclotrone con frequenza ω_+ di una singola particella nella trappola di Penning è:

$$E_c = \left(n_c + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_+$$

Gli elettroni irradiano energia finché raggiungono lo stato fondamentale con $n_c = 0$. In un campo magnetico di 1 T il minimo dell'energia di ciclotrone è 0.5 K , ma il moto assiale di un singolo elettrone in una trappola ha una frequenza più bassa e quindi può essere raffreddato al di sotto di questo valore. Inoltre per raffreddare il

moto assiale degli elettroni fino a 100 mK , è necessario utilizzare un meccanismo di raffreddamento esterno perché la quantità di energia irraggiata assialmente è trascurabile.

Gli antiprotoni confinati insieme agli elettroni e in collisione con essi vengono raffreddati fino al raggiungimento della temperatura degli elettroni.

2.1.3 Il positronio

In AEGIS il positronio viene formato mandando il fascio di positroni contro un bersaglio che agisce da convertitore con alta efficienza. Il positronio di Rydberg viene poi ottenuto eccitando la nube risultante di ortopositronio nello stato fondamentale con dei laser. La velocità del positronio di Rydberg deve essere dell'ordine di 10^4 m/s corrispondente ad un'energia cinetica di circa 10 meV .

La struttura di AEGIS è tale che il positronio viene emesso dal bersaglio dallo stesso lato in cui questo viene colpito dai positroni. Il bersaglio convertitore è montato nel criostato con temperatura di circa 100 mK .

Nel vuoto, il positronio è normalmente prodotto impiantando positroni con energia cinetica dell'ordine di centinaia di eV o pochi keV in un bersaglio solido, il convertitore. Rispetto al processo di annichilazione, c'è un rapido abbassamento delle energie fino alle energie termiche. I positroni termici o epitermici possono essere riemessi nel vuoto come atomi di positronio dopo la cattura di un elettrone. Il numero di Ps/e^+ emessi e la loro distribuzione di energia dipendono dalla natura del materiale convertitore, dalla profondità dell'impianto e dalla temperatura del bersaglio.

Lo stato fondamentale del positronio è formato con uguale probabilità nello stato di singoletto, para-positronio, e nello stato di tripletto, orto-positronio. La vita media, prima dell'annichilazione in 2γ da 511 keV , del *para- Ps* è corta, 125 ps . L'*orto- Ps* invece annichila in 3γ con energia totale di $2\times 511\text{ keV}$ con vita media caratteristica di 142 ns . Per l'esperimento è quindi utile solo la frazione di positronio emesso come *orto- Ps* , perché la vita media del *para- Ps* troppo corta non ne permetterebbe l'eccitazione con i laser.

La produzione di positronio può avvenire sia nei metalli e nei semiconduttori, sia negli isolanti.

Nei metalli e nei semiconduttori la formazione del positronio è un processo superficiale che ha origine dalla diffusione dei positroni sulla superficie seguita da cattura elettronica. I positroni termici possono produrre positronio tramite una reazione adiabatica di trasferimento di carica, purché il potenziale di formazione del positronio W sia negativo:

$$W = \Phi_- + \Phi_* - 6.8 \text{ eV} < 0$$

dove 6.8 eV è l'energia di legame dello stato fondamentale del Ps e Φ_- e Φ_+ sono rispettivamente le funzioni degli elettroni e dei positroni per il materiale del convertitore. Un ulteriore processo possibile è quello di formazione attivata termicamente, che è dominante quando la temperatura del bersaglio è dell'ordine di numerose centinaia di K .

Negli isolanti la formazione superficiale del positronio è meno probabile perché l'energia di legame dell'atomo di positronio è di solito troppo bassa per compensare l'energia necessaria per estrarre i positroni e gli elettroni. Nonostante la minore efficienza, si possono ottenere comunque grandi flussi di positroni con energia cinetica sufficiente per formare il positronio.

Il positronio può essere formato anche nel centro del bersaglio, per poi raggiungere la superficie e venir emesso nel vuoto. In questo caso il Ps si forma durante il rallentamento del positrone, quando la sua energia è compresa tra E_{gap} e E_{solido} , dove E_{gap} è l'energia necessaria per eccitare un elettrone dell'isolante dalla banda di valenza alla banda di conduzione e E_{solido} è l'energia di legame del sistema e^+e^- nel solido. La formazione nell'interno è possibile anche quando un positrone colpisce un elettrone che è stato mandato nella banda di valenza dal positrone stesso durante il suo rallentamento. La formazione nell'interno del positronio è l'unico canale di emissione efficiente nel ghiaccio e nei cristalli ionici ed è dominante nel SiO_2 .

L'importanza dei due tipi di formazione, in superficie o in profondità, dipende dalla temperatura del campione solo indirettamente, attraverso gli effetti della temperatura sul moto e sull'intrappolamento. Di conseguenza la formazione è più probabile a temperature criogeniche.

Il positronio si può formare anche nei materiali porosi, cioè quei materiali che hanno pori regolari e non, all'interno delle loro strutture. Questi pori possono essere non connessi alla superficie, oppure ci può essere una rete di pori connessi alla superficie. Il positronio si può formare all'interno del materiale e poi diffondersi

tramite i pori, oppure può formarsi alla superficie dei pori. Se i pori sono connessi alla superficie il positronio, esso può uscire nel vuoto seguendo i canali formati dai pori e scontrandosi con le pareti degli stessi. Lo spettro di energia del positronio emesso dipende dall'energia del positronio che entra nei pori, dal numero di collisioni con la superficie dei pori e dall'energia media persa per ogni collisione. La profondità a cui il positronio è formato dipende dall'energia dell' e^+ .

In AEGIS si utilizzano materiali porosi, come pellicole di silicio e di alluminio poroso, perché potenzialmente possono fornire un contatto sufficientemente lungo agli atomi di positronio, tale che essi possano raffreddarsi fino alla temperatura di poche decine di K , come si può vedere in Fig.2.6 che mostra lo spettro di energia del positronio emesso da una pellicola di silicio poroso a $300\ K$.

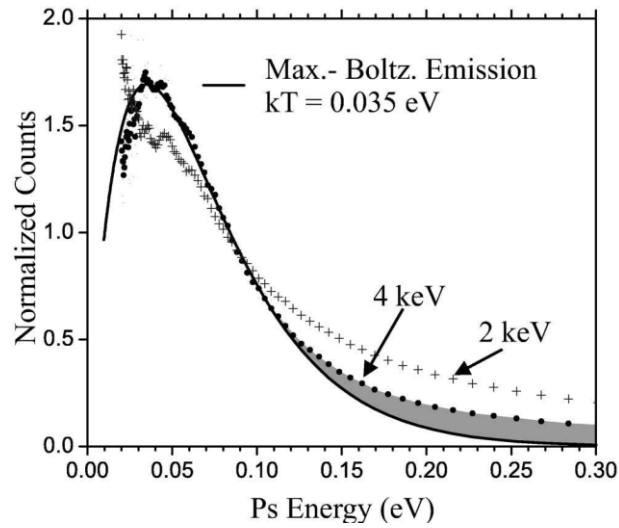


Fig. 2.6: Spettro di energia del positronio emesso da una pellicola di silicio poroso a $300\ K$.

Il limite inferiore dell'energia cinetica degli atomi di positronio è data dalla temperatura dell'obiettivo; pertanto è possibile raggiungere energie dell'ordine del meV come avviene in AEGIS, focalizzando l'obiettivo nel criostato dove esso può essere mantenuto alla temperatura minore possibile.

In un solido, il processo di raffreddamento del positronio avviene tramite collisioni elastiche con gli atomi alla superficie del solido stesso. Il massimo di energia trasferita ΔE in una singola collisione di un atomo di positronio con un oggetto di massa efficace M_{eff} è data da:

$$\Delta E / E \approx \frac{8m_e}{M_{eff}}$$

dove M_{eff} coincide con la massa M del singolo atomo del solido solo quando l'energia del positronio è maggiore di poche centinaia di meV ; nelle altre situazioni

invece è minore. Tipicamente si ottengono valori di $\Delta E/E \approx 1-4 \times 10^{-4}$, quindi per raffreddare un atomo di positronio con un'energia iniziale di circa 1 eV fino a qualche meV sono necessarie circa 10^4 collisioni.

Da questo punto di vista, l'uso di convertitori metallici è più efficiente, perché una singola collisione dell'atomo di positronio con un elettrone libero sulla superficie del metallo può portare ad una perdita di energia del 50%, riducendo il numero di collisioni necessarie fino a circa 100.

Lo svantaggio però è una forte riduzione del flusso del positronio uscente dai canali.

Il valore ottimale dei numeri quantici dell'anti-idrogeno e di conseguenza del positronio devono essere scelti sperimentalmente. Il range di livelli di Rydberg utile è $n = 20-40$ e di conseguenza il sistema di laser utilizzato per l'eccitazione del positronio deve coprire questo range.

Gli atomi di positronio hanno una temperatura massima di 100 K e sono immersi in un campo magnetico di intensità $\approx 1\text{ T}$. I livelli di Rydberg si allargano per effetto Doppler e tutti i sottolivelli si separano per effetto Stark e per effetto Zeeman. A causa di questi effetti la transizione è verso un livello di Rydberg, con un'ampiezza risultante doppia rispetto a quella Doppler con $n = 35$. Quindi l'energia necessaria per effettuare una transizione tra il livello fondamentale e uno di questi livelli n è maggiore di 6 eV e per ottenerla è necessario un processo in due fasi con laser a energie minori.

In base alle caratteristiche della nuvola di positroni, si ricava che il sistema più adatto è formato da due laser: il primo guida la transizione dallo stato fondamentale ai sottolivelli $n = 3$ permessi, mentre il secondo laser guida il salto da questo livello al livello di Rydberg richiesto.

In Fig. 2.7 si può vedere che utilizzando un sistema di questo tipo il livello intermedio è quello con $n = 3$; ciò permette di evitare il problema del rapido decadimento del livello $n = 2$ e di minimizzare le perdite dovute ai processi di ionizzazione. Inoltre, mentre le potenze richieste per le transizioni $1 \rightarrow 2$ e $1 \rightarrow 3$ alla saturazione sono molto simili, la transizione $2 \rightarrow n$ richiede una potenza di un ordine di grandezza maggiore rispetto alla transizione $3 \rightarrow n$.

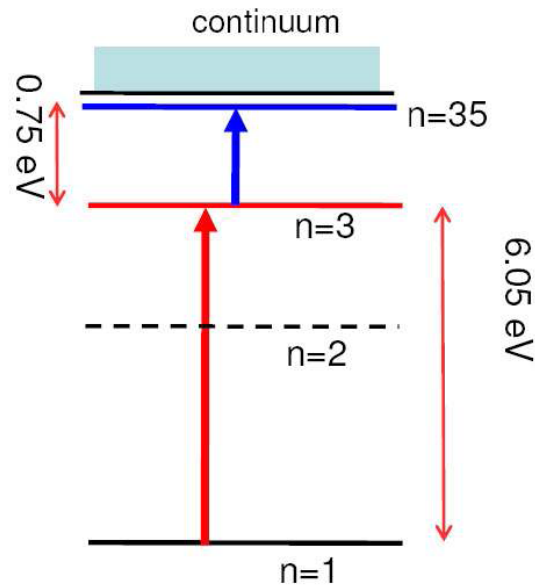
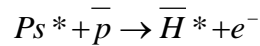


Fig. 2.7: I livelli di energia coinvolti nelle transizioni, con valore di riferimento $n = 35$ (non in scala).

2.1.4 L'anti-idrogeno

In AEGIS, il fascio di anti-idrogeno viene prodotto tramite la reazione di scambio di carica tra antiprotoni e positronio di Rydberg:



Le ragioni principali per cui si utilizza questa reazione sono:

- La grande sezione d'urto dell'ordine di $a_0 n^4$, dove a_0 è il raggio di Bohr e n il numero quantico principale del Ps .
- La distribuzione degli stati dell'anti-idrogeno prodotto. Gli antiatomi sono prodotti in stati di Rydberg con popolazione prevedibile in relazione a quella del positronio e distribuiti in un intervallo ridotto.
- La possibilità di realizzare sperimentalmente la reazione in modo da produrre anti-idrogeno molto freddo.

L'energia dell'anti-idrogeno prodotto è limitata dalla conservazione dell'energia e del momento nella reazione di scambio di carica. Se, nel sistema in Fig.2.8, chiamiamo x_p^- la direzione della velocità dell'antiprotone prima della reazione, θ_{ps} l'angolo tra le velocità del positronio e dell'antiprotone e θ_H l'angolo formato tra la velocità dell'anti-idrogeno uscente e l'asse x_p^- , si può ricavare che, anche assumendo che l'antiprotone e il positrone si combinino a riposo, la velocità dell'anti-idrogeno

risultante è zero solo se $n_H^* = \sqrt{2n_{Ps}^*}$. Questo è il valore più probabile per il numero quantico dell'anti-idrogeno, ma stati con n diverso da questo valore di diverse unità sono popolati con la stessa probabilità. In questi casi il contributo alla velocità dell'anti-idrogeno è circa $15-20 \text{ m/s}$ se $n_{Ps}^* = 20$, pochi m/s se $n_{Ps}^* = 30$.

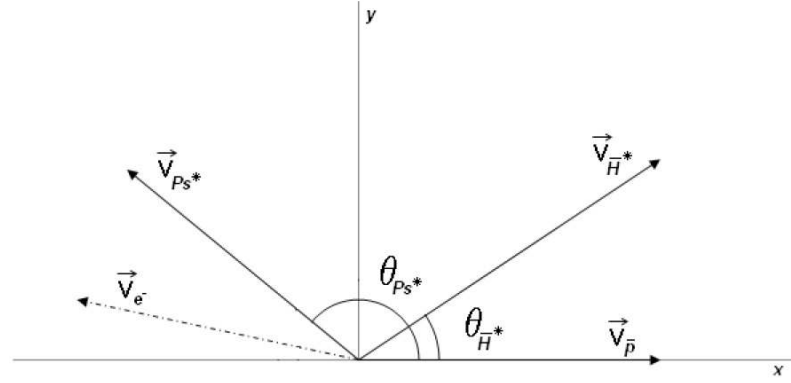


Fig.2.8: Variabili cinematiche nel processo di scambio di carica

Un ulteriore contributo dell'ordine di $V_H = \sqrt{2} \frac{m_{e+}}{m_p^-} v_{Ps}$, viene dalla velocità del Ps^* .

Il massimo della sezione d'urto si ottiene con una velocità del positronio dell'ordine di 10^4 m/s , da cui si ottiene una velocità dell'anti-idrogeno dell'ordine di 40 m/s , come si può vedere in Fig. 2.9. Il contributo principale viene dalla velocità iniziale dell'antiprotone, che in AEGIS hanno una distribuzione termica di 100 mK . In combinazione con i dati precedenti, si ricava che gli atomi di anti-idrogeno vengono prodotti con una velocità di poche decine di m/s .

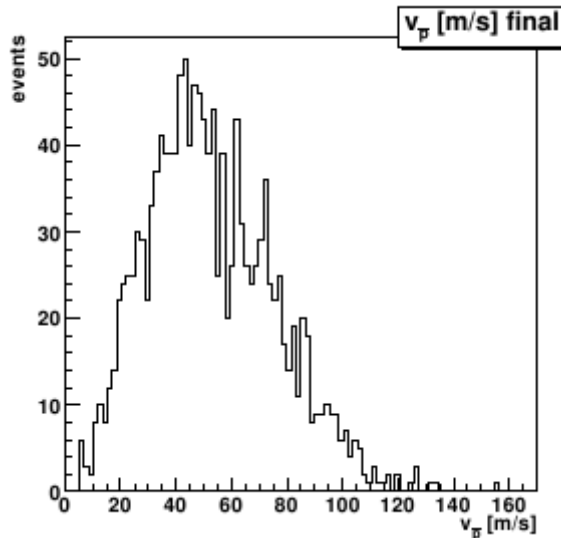


Fig.2.9: Distribuzione di velocità dell'anti-idrogeno ottenuto con antiprotoni a 100 mK e $n_{Ps^*}=35$ con $k_v=1$.

La sezione d'urto per il processo di scambio di carica è data da:

$$\sigma_{CE}(n) = \frac{N(\overline{H})}{N_{tot}} b_{\max}^2 \pi$$

dove $N(\overline{H})$ è il numero di \overline{H} prodotti, N_{tot} è in numero totale di interazioni e b_{\max} è il valore massimo del parametro d'urto. La sua dipendenza dal numero quantico principale del positronio è mostrata in Fig.2.10. La sezione d'urto è alta quando la velocità relativa v_r tra antiprotone e positronio uguaglia la velocità del moto interno del positronio di Rydberg, v_{orb} . Definendo

$$k_v = \frac{v_{Ps}}{v_{orb}}$$

v_{orb} è la velocità del positrone mediata sulla sua orbita ad un dato valore di n_{Ps} e l_{Ps} . Se k_v è maggiore di 3 la sezione d'urto è piccola, mentre per k_v minore di 1 si ottiene un grande valore della sezione d'urto. Nel nostro caso v_r in pratica coincide con la velocità del centro di massa del positronio v_{Ps} perché utilizziamo antiprotoni molto freddi.

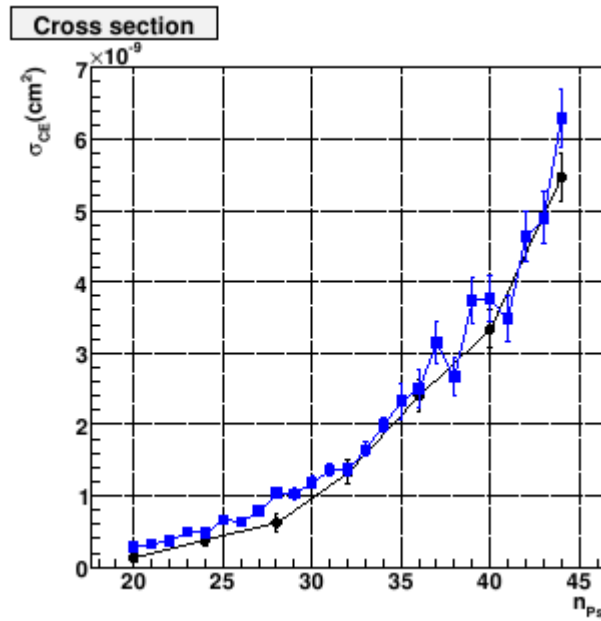


Fig.2.10: Sezione d'urto in funzione del numero quantico principale del positronio per $k_v = 1$.

In presenza di campo magnetico ci si aspetta una riduzione della sezione d'urto: nel caso di AEGIS, con un campo magnetico di $1T$ nella regione di formazione dell'anti-idrogeno, ci si aspetta una riduzione del 30%.

Conoscendo le condizioni in cui vengono prodotti gli antiprotoni e i positroni è possibile stabilire il numero di atomi di anti-idrogeno che possono essere prodotti. Assumendo che N_p^- antiprotoni vengano preparati in una nuvola ellittica con raggio r_p , mezza lunghezza z_p e densità n_p , e che il positronio venga emesso dall'obiettivo isotropicamente, si ottiene che il numero di atomi di anti-idrogeno prodotti è:

$$N_{H^*} = N_{Ps^*} n_p \langle \sigma v_{Ps^*} t_X \rangle \mathcal{E}_{Ps^*p^-}$$

dove $\langle \sigma v_{Ps^*} t_X \rangle$ indica il valor medio del prodotto tra la sezione d'urto σ , la velocità del positronio v_{Ps^*} e il tempo t_X per attraversare la nuvola di antiprotoni; $\mathcal{E}_{Ps^*p^-}$ è un fattore geometrico di sovrapposizione tra gli antiprotoni e la nuvola di positronio.

A regime è possibile ottenere 10^5 antiprotoni utilizzabili, mentre il valore della sezione d'urto per n_{Ps} compreso tra 20 e 35 può assumere valori da 10^{-9} a 10^{-8} cm^2 . Se sono disponibili 5×10^6 atomi di positronio eccitati, è possibile ottenere un numero di atomi di anti-idrogeno compreso tra ≈ 100 e ≈ 1000 , per $d_i = 1 \text{ cm}$, dove d_i è la distanza tra il valor medio del punto di impatto dei positroni con l'obiettivo e il centro della nuvola di antiprotoni.

Il problema principale nella produzione dell'anti-idrogeno è la sovrapposizione tra le nuvole di antiprotoni e positroni. Per fare in modo che il positronio venga focalizzato verso la nuvola di antiprotoni, si sfrutta la sensibilità del positronio di Rydberg all'azione di campi elettrici e magnetici. In particolare si utilizzano elettrodi accuratamente sagomati tra l'obiettivo e le trappole per confinare il moto del positronio in una sola direzione entro $1-2 \text{ mm}$, mentre si muove di circa 1 cm nelle altre direzioni.

Al fine di rivelare gli antiatomi prodotti, in un'area vicino alla zona di formazione di \overline{H} gli elettrodi vengono disposti in modo tale da creare una buca di ionizzazione che permette di utilizzare il metodo di *field ionization* già sviluppato in ATRAP. Questo metodo sfrutta il fatto che gli atomi di \overline{H} prodotti vicino al centro della

trappola sono liberi di muoversi nella direzione iniziale del loro \bar{p} , senza essere confinati. Gli antiatomi che attraversano la buca di ionizzazione in cui è presente un campo elettrico possono essere ionizzati e perdere il loro \bar{p} che rimane intrappolato. La buca di ionizzazione è costruita in modo tale che il campo elettrico assicuri che nessun \bar{p} proveniente dalla trappola di Penning possa entrare. Gli antiprotoni ottenuti dalla ionizzazione di \bar{H} e immagazzinati nella buca vengono poi emessi abbassando il potenziale della buca di ionizzazione (tipicamente in 20 ms). Essi annichilano al contatto con gli elettrodi, generando pioni e altre particelle cariche. La rivelazione di \bar{H} consiste quindi nella rivelazione di queste particelle, che in AEGIS avverrà con una strumentazione ancora in fase di sviluppo.

Il vantaggio di questo metodo risiede nella possibilità di immagazzinare solo antiprotoni provenienti da atomi di \bar{H} e permette pertanto la rivelazione di un segnale anche molto debole, ma sempre senza fondo. [29]

2.2 La formazione del fascio

Una volta realizzati i fasci di positronio e di antiprotoni è possibile realizzare il fascio di anti-idrogeno con il meccanismo di scambio di carica già descritto.

Dagli studi sugli atomi di idrogeno, si è ricavato che un fascio di atomi di idrogeno di Rydberg con velocità di 700 m/s e con numero quantico principale n compreso tra 15 e 40 può essere fermato in $5\text{ }\mu\text{s}$ su una distanza di soli 1.8 mm .

Di particolare importanza per la formazione di un fascio di \bar{H} è la tecnica di accelerazione/decelerazione Rydberg Stark, che è stata dimostrata sperimentalmente all'università di Oxford per le molecole di H_2 e a ETH a Zurigo per l'argon e l'idrogeno atomico.

Questi esperimenti si basano sulla forza esercitata su un dipolo elettrico da un gradiente di campo elettrico. Il valore massimo del momento di dipolo elettrico

indotto per uno stato Rydberg a un dato numero quantico principale va come n^2 e nell'idrogeno atomico con $n = 30$ ha un valore di circa 1300 *Debye*.

I livelli di energia dell'atomo di H in un campo elettrico esterno omogeneo, di intensità F sono dati, in unità atomiche, da

$$E = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2}nkF$$

dove k è un numero quantico che va da $-(n-1-|m_l|)$ a $(n-1-|m_l|)$ in passi di 2 e m_l è il numero quantico azimutale e sono mostrati in Fig. 2.11.

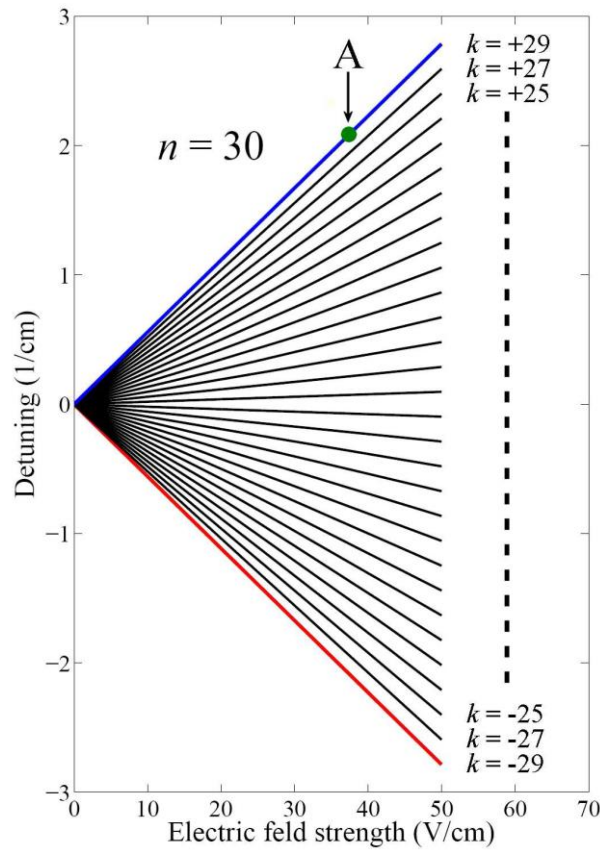


Fig. 2.11: Struttura dei livelli dello stato $n=30$, $m_l=0$ dell'idrogeno atomico in funzione dell'intensità del campo elettrico.

Questa tecnica di accelerazione/decelerazione è stata sviluppata per manovrare una nuvola di atomi di H freddi eccitati in uno stato di Rydberg Stark con $n = 27$. Negli esperimenti sono state raggiunte accelerazioni di $2 \times 10^8 \text{ ms}^{-2}$ e l'energia cinetica iniziale degli atomi che si muovono con velocità iniziale di 700 ms^{-1} è stata più che quadruplicata in una distanza di soli 3 mm in un tempo minore di 5 μs .

È evidente quindi il motivo per cui si utilizzano atomi di Rydberg: questi hanno un grande momento di dipolo e quindi per raggiungere accelerazioni di questa grandezza sono necessari campi di pochi $kVcm^{-1}$.

Per ottenere la massima accelerazione per atomi di \overline{H} su una corta distanza, è necessario applicare un gradiente di campo elettrico dipendente dal tempo, come è stato fatto negli esperimenti sviluppati a ETH a Zurigo con Ar e H illustrati in Fig.2.12. In questi esperimenti il fascio pulsato del gas viene eccitato ad un determinato stato di Rydberg Stark tra gli elettrodi 1 e 2, con un campo elettrico di circa $65 Vcm^{-1}$. Dopo l'eccitazione i potenziali sugli elettrodi 3 e 4 sono portati a $\pm 700 V$, producendo un campo di $2.3 kVcm^{-1}$. Quando questo campo viene acceso gli atomi, che si trovano tra 1 e 2, sperimentano un campo minore. Mentre gli atomi si muovono nella direzione indicata dalla freccia, essi decelerano perché si muovono verso un campo elettrico crescente; allo stesso tempo l'intensità del campo è ridotta esponenzialmente nel tempo per evitare la ionizzazione degli atomi.

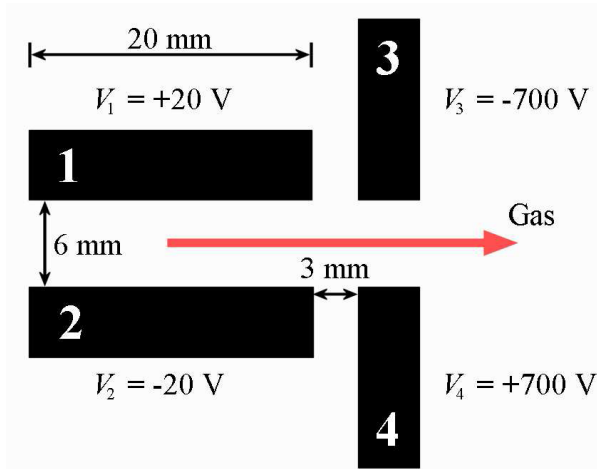


Fig. 2.12: Struttura degli elettrodi utilizzati all'ETH di Zurigo per accelerare/decelerare H e Ar.

Gli atomi di anti-idrogeno in AEGIS vengono accelerati utilizzando questa tecnica, ma in presenza di un campo magnetico uniforme. Il campo magnetico nella zona di formazione dell'anti-idrogeno deve essere adatto alle trappole per le particelle cariche, che richiedono campi magnetici elevati, ma è anche necessario che perturbi poco l'anti-idrogeno di Rydberg. La scelta di $B = 1 T$ è adatta per anti-idrogeno con n non superiore a 35.

Il campo magnetico modifica i livelli di energia con un termine lineare, dato dall'effetto Zeeman, e con un termine quadratico, dovuto all'effetto diamagnetico.

Per $B = 1\text{ T}$ e $n = 30$ il termine diamagnetico è piccolo rispetto al termine di Zeeman, ma non è completamente trascurabile.

La velocità iniziale dell'anti-idrogeno è isotropa e dell'ordine di qualche decina di m/s . La distribuzione temporale dell'anti-idrogeno prodotto è determinata dal tempo necessario al positronio per attraversare la nuvola degli antiprotoni e va da alcune decine a poche centinaia di ns . La produzione dell'anti-idrogeno avviene in modo pulsato, il tempo di formazione è ben definito e permette di misurare la velocità dell'anti-idrogeno prodotto utilizzando il rivelatore di anti-idrogeno collocato attorno alla regione di formazione e misurando il tempo di volo degli antiatomi.

Il fascio è ottenuto applicando agli elettrodi delle trappole appropriati voltaggi immediatamente dopo la formazione dell'anti-idrogeno in modo da creare un gradiente di campo elettrico che accelera gli atomi verso l'uscita del campo magnetico nella direzione del rivelatore finale per la misura di g . Il campo elettrico decresce andando dalle trappole verso il rivelatore e ciò fa sì che gli atomi con $k > 0$ subiscano un'accelerazione, mentre quelli con $k < 0$ siano spinti in direzione opposta. Utilizzando un'appropriata configurazione spaziale e temporale del campo elettrico è possibile accelerare nel verso giusto anche gli atomi con $k < 0$.

Gli elettrodi utilizzati per l'accelerazione sono quelli della trappola di formazione dell'anti-idrogeno insieme con gli elettrodi vicini.

Prima e durante l'interazione tra antiprotoni e positronio il voltaggio applicato agli elettrodi è quello necessario per generare una trappola di Malmberg o di Penning. Dopo l'interazione il voltaggio degli elettrodi è modificato in modo da trasformare la trappola in un acceleratore di Rydberg cilindrico.

In conseguenza alla presenza del campo elettrico, gli atomi di Rydberg risentono di una forza F_E legata al gradiente del campo elettrico di modulo f da:

$$F_E = \frac{3}{2}nk\nabla f$$

e il moto del centro di massa dell'atomo può essere descritto dalla meccanica classica. Dato che la forza è proporzionale ai numeri quantici, in un dato campo elettrico, atomi con differenti numeri quantici subiscono accelerazioni diverse, generando un fascio con una distribuzione larga della velocità assiale. Di conseguenza avere un unico stato quantico sarebbe un vantaggio del punto di vista dell'accelerazione, ma è stato dimostrato che per ottenere buone misure di gravità è sufficiente avere una situazione come quella descritta in precedenza. In Fig.2.13 è possibile vedere gli

effetti di questa accelerazione sulla distribuzione radiale di velocità degli atomi di anti-idrogeno.

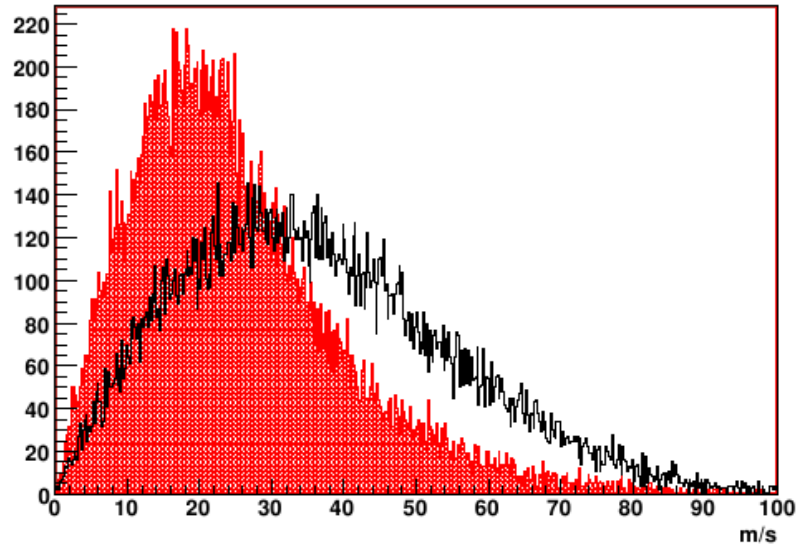


Fig.2.13: Distribuzione della velocità radiale dell'anti-idrogeno prima dell'accelerazione, grafico nero, e dopo l'accelerazione (grafico rosso).

Punto fondamentale è che l'accelerazione deve essere ottenuta in modo tale che sia possibile ricostruire la velocità assiale degli atomi di anti-idrogeno dal tempo di arrivo sul rivelatore e alla fine del rivelatore per la misura di g .

Rimane da considerare l'effetto del campo magnetico. La presenza del campo magnetico modifica i livelli di energia e la sensibilità degli atomi al gradiente di campo elettrico e di conseguenza risulta modificata anche la velocità dell'anti-idrogeno, come si può vedere in Fig. 2.14.

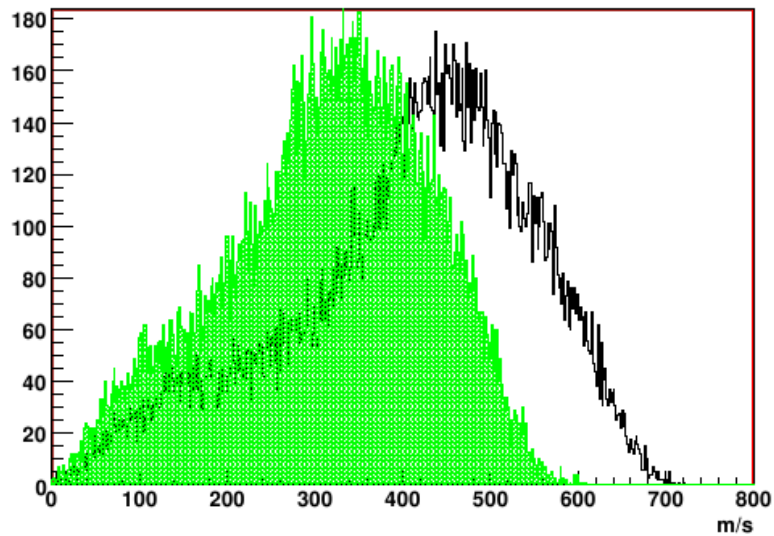


Fig.2.14: Distribuzione di velocità longitudinale dell'anti-idrogeno accelerato con e senza campo magnetico e con lo stesso campo elettrico. Il grafico verde si riferisce alla situazione con $B=1T$, mentre il nero a $B=0T$.

Le variazioni nei livelli di energia possono essere quantificate con:

$$E = k' \sqrt{\gamma^2 + 9n^2 f^2}$$

dove k' è un numero quantico diverso da k , ma che varia tra gli stessi valori di k e che diventa uguale a k in condizione di campo magnetico nullo.

In Fig. 2.15 sono mostrate le distribuzioni dei parametri iniziali degli atomi di anti-idrogeno in una simulazione in cui si assume che gli antiatomi siano prodotti con una distribuzione spaziale uniforme in un cilindro di raggio 1.5 mm e lunghezza 8 mm . La velocità iniziale radiale segue la distribuzione di Maxwell con $T = 100\text{ mK}$.

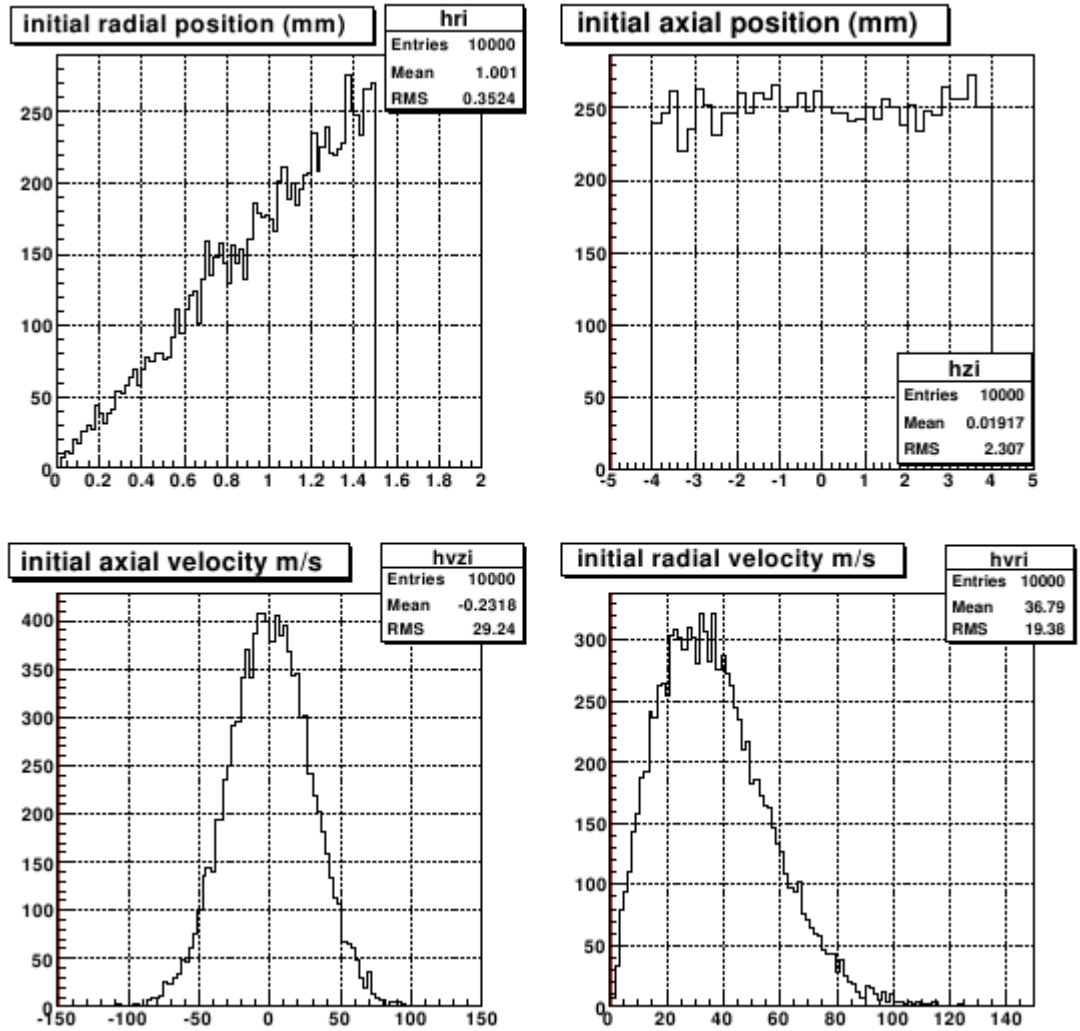


Fig.2.15: Distribuzione parametri iniziali dell'anti-idrogeno.

2.2.1 Il rivelatore per la misura di g

Per quanto riguarda la misura di g , le due griglie del interferometro moirè, mostrato in Fig. 2.17, e il rivelatore di posizione sono montati all'interno del criostato, per evitare che radiazione calda proveniente dalla superficie delle griglie raggiunga la trappola con gli antiprotoni freddi. Per assicurare un'incertezza sulla misura di gravità dell'1% è necessaria una risoluzione sulla misura della posizione di $10-13\ \mu\text{m}$. Date le dimensioni dell'interferometro moirè, è necessario utilizzare un rivelatore con una regione sensibile di $20\times 20\ \text{cm}^2$. Inoltre la temperatura del rivelatore deve essere circa $140\ \text{K}$.

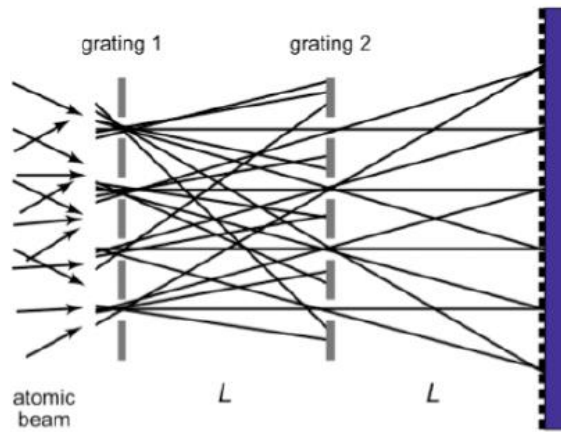


Fig.2.17: Il sistema di griglie di AEGIS

Il funzionamento del sistema di griglie e le tecniche di misurazione verranno analizzate in modo più approfondito nel capitolo 3.

Capitolo 3

La misura di g su antimateria

3.1 Introduzione

Il primo esperimento per la misura di gravità su antiparticelle, realizzato al CERN, prevedeva l'utilizzo di antiprotoni. Il principio su cui si basava questo esperimento era stato scoperto alla Stanford University negli anni '60 da Fairbank e Witteborn. Essi avevano ideato un esperimento con l'obiettivo di comparare l'accelerazione gravitazionale degli elettroni con quella dei positroni [6]. L'apparato sperimentale era composto da un serbatoio a vuoto raffreddato fino alla temperatura di 4.2 K all'interno del quale era presente un tubo a drift di rame per schermare i campi elettrici esterni. Gli elettroni venivano emessi da un catodo alla base del tubo e si muovevano lungo l'asse di simmetria dello stesso, essendo forzati dal campo magnetico generato da un solenoide coassiale al tubo. Dopo aver attraversato il tubo, gli elettroni venivano rivelati permettendo la misura del loro tempo di volo [30]. Dal momento che la forza di gravità agente sugli elettroni è molto piccola, il tubo era costruito in modo che le forze dovute agli effetti elettrici e magnetici secondari fossero molto minori della forza gravitazionale. In particolare il campo elettrico doveva essere al massimo dell'ordine di

$$m_e g / e = 5.6 \times 10^{-11} \text{ V / m}$$

In queste condizioni conoscendo il tempo di volo massimo, cioè il tempo necessario agli elettroni per arrivare al rivelatore con velocità nulla, definito dalla relazione

$$t_{\max} = \sqrt{\frac{2h}{g}} \quad (1)$$

dove h è la lunghezza della deriva, è possibile ricavare il valore di g .

Lo stesso metodo poteva essere utilizzato per misurare la forza di gravità anche con gli ioni. Durante lo svolgimento dell'esperimento, Schiff e Barnhill osservarono che gli elettroni all'interno del tubo risentivano anche di un campo elettrico che andava

esattamente a cancellare l'accelerazione dovuta alla gravità agente sugli elettroni (effetto Schiff-Barnhill, SB). Tenendo conto di quest'effetto si ricavò quindi che l'accelerazione gravitazionale efficace agente sugli elettroni era pari a

$$g_{eff} = g \left[1 - \left(\frac{m_e Q}{Me} \right) \right] \quad (2)$$

dove M, Q , e m_e, e rappresentano la massa e la carica della particella misurata e dell'elettrone rispettivamente. Quindi, nel caso di una misura effettuata con gli elettroni, il risultato dovrebbe essere zero. Infatti Witteborn e Fairbank misurarono sperimentalmente che $g_{eff} < 0.09g$. Questo esperimento portò anche ad altri due argomenti importanti. La prima questione, sollevata da Dessler, Michel, Rorschach e Trammel (DMRT), si basa sul fatto che non solo gli elettroni, ma anche gli ioni potrebbero scendere nel tubo [6]. Dall'equazione (2) si ricava che ciò produrrebbe un effetto 2000 volte più grande e di segno opposto, risultato confermato dai primi esperimenti svolti. Comunque Lockhart, Witteborn e Fairbank ipotizzarono che il potenziale che provoca la discesa degli ioni potesse essere schermato a basse temperature. Sviluppando un esperimento per verificare questa ipotesi, essi trovarono un campo dell'ordine di $3 \times 10^{-7} V/m$ sopra i $4.5 K$, mentre rilevarono che al di sotto di questa temperatura il campo diminuiva drasticamente, fino ad una grandezza simile a quella prevista da SB di $-5.6 \times 10^{-11} V/m$. Si giunse alla conclusione che entrambi i fenomeni, SB e DMRT, potessero avvenire, ma in differenti circostanze era prevalente uno oppure l'altro. La seconda questione che venne sollevata invece riguarda il cosiddetto "patch effect", un effetto aggiuntivo dovuto a campi prodotti dalle irregolarità della superficie e della struttura cristallina del conduttore e in grado di falsare i risultati ottenuti dall'esperimento. Studi approfonditi condotti da Fairbank e Witteborn portarono alla conclusione che anche i campi prodotti da quest'ultimo effetto venivano schermati a basse temperature.

Negli anni successivi Fairbank e Witteborn tentarono di misurare anche l'accelerazione gravitazionale dei positroni. Essi, basandosi sui risultati dell'equazione (2), ipotizzarono di trovare $g_{eff} = 2g$, ma non furono in grado di verificare sperimentalmente tale risultato perché la tecnologia disponibile non era in grado di fornire un adeguato numero di positroni a bassa energia [6].

Successivamente, basandosi sui risultati ottenuti dall'esperimento di Fairbank e Witteborn si realizzò al CERN un esperimento per la misura della gravità con

antiprotoni. Un fascio da 2 MeV proveniente da LEAR contenente circa 10^9 antiprotoni in pacchetti da 250 ns veniva diretto verso un foglio rallentatore che si trovava all'ingresso di una trappola di Penning di lunghezza 50 cm e nella quale gli antiprotoni rimanevano intrappolati. All'interno di questa trappola gli antiprotoni venivano portati a temperatura ambiente tramite interazione con gli elettroni e successivamente venivano trasportati in una seconda trappola di Penning più piccola in cui subivano un raffreddamento ulteriore fino alla temperatura di pochi gradi K . Dopo un possibile trasferimento in una terza trappola di lancio, il voltaggio che tratteneva gli antiprotoni nella trappola veniva abbassato in modo che alcune particelle avessero la possibilità di entrare in un tubo verticale di lunghezza circa $50-100\text{ cm}$. Questo tubo che schermava gli antiprotoni da campi elettrici esterni aveva una superficie progettata in modo tale da ridurre il “patch effect” ed era circondato da un magnete superconduttore che produceva un campo guida uniforme, tale da rendere trascurabile la forza sugli antiprotoni dovuta all'interazione con il gradiente di campo magnetico rispetto alla forza di gravità. In un apparato di questo tipo la misura veniva svolta rilasciando gli antiprotoni nel tubo al tempo $t = 0$. Le particelle con un'energia cinetica sufficientemente grande attraversavano velocemente il tubo di lunghezza L ed erano rilevati nella parte superiore del tubo. Con l'avanzare del tempo si registrava l'arrivo di antiprotoni con energia cinetica sempre minore, fino all'ultimo arrivo al tempo $t = \tau$ [6]. Il valore dell'accelerazione gravitazionale sugli antiprotoni poteva quindi essere ricavato dall'analogo della relazione (1)

$$\tau = \sqrt{\frac{2L}{g(\overline{p})}}.$$

3.2 Misura di g con antimateria neutra

È evidente quindi che una grande difficoltà nel misurare la forza gravitazionale sulle particelle cariche è rappresentata dalle perturbazioni dovute ai campi elettrici esterni. Se la misura potesse essere svolta con atomi neutri di anti-idrogeno, l'effetto di questi campi elettrici diventerebbe trascurabile. Anche utilizzando atomi di anti-idrogeno però ci sono alcuni problemi. Il primo è la difficoltà di realizzare un

apparato sperimentale che permetta di effettuare misure sia con l'idrogeno che con l'anti-idrogeno per controllare la sistematica. Il secondo è il rate di formazione degli atomi di anti-idrogeno, che potrebbe essere troppo basso per permettere una misura significativa [31].

Tenendo conto di questi problemi, è comunque possibile sviluppare diverse tecniche sperimentali per misurare l'accelerazione gravitazionale con atomi di anti-idrogeno. Nell'analizzarle, consideriamo come sorgente di anti-idrogeno uno strumento in cui gli antiprotoni e i positroni possono essere confinati simultaneamente, come una trappola di Penning, con un rate di formazione dell'anti-idrogeno $R = 10 \text{ s}^{-1}$. Questo valore può essere ottenuto confinando in un volume di 1 cm^3 3×10^5 antiprotoni e positroni raffreddati a 0.1 K .

Il primo metodo è una misura della distribuzione spaziale e consiste nella misura della distribuzione del punto di impatto su una parete di una scatola per gli atomi di anti-idrogeno che lasciano la sorgente con distribuzione isotropa; l'accelerazione gravitazionale può essere quindi dedotta dall'asimmetria verticale dei colpi rispetto al piano orizzontale centrale che contiene la sorgente. Il fattore di asimmetria verticale α è definito come

$$\alpha = \frac{N_{giù} - N_{su}}{N_{giù} + N_{su}} \quad (3)$$

dove $N_{giù}$ e N_{su} rappresentano il numero di atomi di anti-idrogeno che colpiscono la parete della scatola rispettivamente sotto e sopra il piano centrale. Se assumiamo che la velocità degli antiprotoni intrappolati segua la legge di Maxwell-Boltzmann si ottiene che α è data da

$$\alpha \approx (2\pi)^{-1/2} \frac{mgR}{K_B T} \quad (4)$$

dove K_B è la costante di Boltzmann, m la massa dell'anti-idrogeno, T è la temperatura delle particelle e R il raggio della scatola cilindrica. Da questa relazione possiamo ricavare g con un errore pari a

$$\delta g / g = \left[(\delta T / T)^2 + (\delta R / R)^2 + (\delta \alpha / \alpha)^2 \right]^{1/2}$$

con $\delta \alpha / \alpha = 1 / \alpha (N_{tot})^{-1/2}$ e N_{tot} numero totale di atomi di anti-idrogeno rilevati.

Dall'equazione (4) è evidente la dipendenza dalla temperatura, che limita fortemente l'accuratezza di questo metodo.

Il secondo metodo si basa su una misura della distribuzione del tempo di volo (*TOF*) di atomi di anti-idrogeno lanciati verso l'alto. La sorgente di anti-idrogeno è posizionata nel centro della base inferiore di una scatola cilindrica con asse verticale. I rilevatori sono posizionati su entrambe le basi della scatola per misurare il tempo di arrivo di ogni atomo di anti-idrogeno. Per poter ottenere un numero sufficiente di misurazioni è necessario che la sorgente sia in grado di fornire un grande numero di atomi alla stesso istante, che viene assunto come tempo di partenza della misura *TOF*. Gli atomi di anti-idrogeno che lasciano la sorgente con una componente verticale della velocità $v_z \geq (2gL)^{1/2}$ colpiranno la base superiore della scatola di lunghezza L , mentre gli atomi con velocità inferiore andranno verso l'alto e poi ricadranno al livello della sorgente. I due gruppi di particelle generano due distribuzioni *TOF* con tempi di taglio pari a $t_{su} = (2L/g)^{1/2}$ e $t_{giù} = 2t_{su}$. Nel caso di particelle che ricadono verso il basso g è data da

$$g = \frac{8L}{t_{giù}^2}$$

con errore $\delta g / g = \left[(\delta L / L)^2 + 4(\delta t_{giù} / t_{giù})^2 \right]^{1/2}$. L'accuratezza è legata al numero di eventi nella distribuzione. Si può raggiungere un'accuratezza su g dell'ordine di 10^{-2} con 10^7 atomi di anti-idrogeno alla temperatura $T = 0.1 \text{ K}$.

Il terzo metodo invece è una misura diretta dell'accelerazione gravitazionale. Ciò è possibile determinando il tempo di attraversamento di un atomo di anti-idrogeno in tre punti differenti della sua traiettoria verticale. In un apparato ideale il tempo di partenza è preso quando la trappola dell'anti-idrogeno viene aperta, il tempo di arrivo corrisponde alla sua annichilazione alla fine della deriva verticale mentre il tempo intermedio si ottiene intercettando con un laser l'atomo in movimento. In questo modo l'errore su g è dato da

$$\delta g / g \approx (2v_0^2 / gL)(\delta L / L)$$

dove L è la distanza tra due punti di misura e v_0 è la velocità iniziale delle particelle. L'errore su g aumenta con v_0^2 e quindi il valore di g è essenzialmente determinato dalla particelle più lente. D'altra parte l'interazione con il laser aggiunge alla velocità dell'anti-idrogeno un contributo casuale di numerosi m/s . Questo effetto è trascurabile solo se la velocità iniziale dell'anti-idrogeno è più grande del contributo

dovuto alla perturbazione. Le due condizioni sono quindi in contraddizione e per questo motivo l'uso di un metodo diretto diventa senza significato e inutile.

Da questa analisi si deduce che solo il metodo *TOF* permette di effettuare misure di accelerazione gravitazionale usando l'antimateria neutra.

3.3 La misura di gravità in AEGIS

Con gli atomi freddi è stato possibile ottenere misurazioni di gravità estremamente accurate utilizzando l'interferometria con atomi. Esperimenti simili possono essere sviluppati anche con atomi di anti-idrogeno, ma non è attualmente possibile raggiungere gli stessi livelli di precisione perché le procedure sperimentali in grado di portare gli atomi di anti-idrogeno a temperature dell'ordine del μK non sono ancora state sviluppate.

Anche se l'interferometria con atomi rimane un risultato a lungo termine di AEGIS, attualmente, per la misura di g , si utilizza un interferometro moirè classico [27].

3.3.1 L'interferometro moirè

Per costruire un interferometro che utilizza un fascio come sorgente è possibile sfruttare la diffrazione da griglie materiali. Un esempio di questo tipo di applicazione è l'interferometro Mach-Zehnder, mostrato in Fig. 3.1, il cui principio è quello di splittare il fascio atomico incidente sulla prima griglia in due onde che vengono indirizzate verso la seconda griglia per poi sovrapporsi sulla terza griglia, dove formano una figura di interferenza. Inoltre, muovendo la terza griglia si possono ottenere oscillazioni periodiche del fascio trasmesso [34].

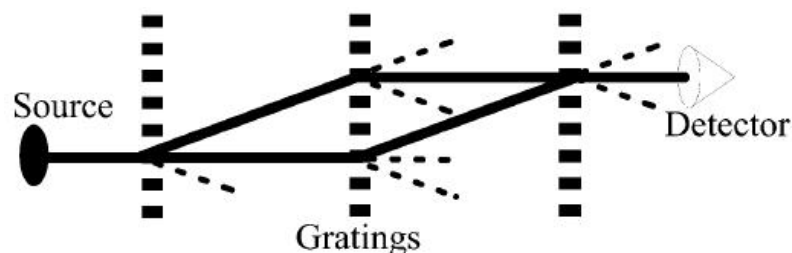


Fig. 3.1: L'interferometro Mach-Zehnder

Assumiamo che le griglie abbiano un periodo d_g e che la forza di gravità agisca nella direzione x . Si può osservare l'interferenza di onde materiali se il periodo delle griglie e la lunghezza d'onda De Broglie $\lambda_{DB} = \frac{h}{mv}$ degli atomi soddisfano la relazione

$$d_g \ll \sqrt{\lambda_{DB} L} \quad (5)$$

dove L è la distanza tra due griglie successive. Se la relazione non è soddisfatta gli effetti quantistici possono essere trascurati e il passaggio degli atomi tra le griglie segue traiettorie classiche. Il sistema di griglie che opera in regime classico viene chiamato interferometro moirè, perché si basa appunto sull'effetto moirè [27]. Nella sua forma originale, l'effetto moirè descrive come la sovrapposizione di strutture con periodo quasi uguale provoca un ingrandimento delle strutture periodiche fini. Questo effetto viene utilizzato per ingrandire piccoli spostamenti spaziali di una griglia rispetto ad una griglia di riferimento, in analogia con le misure interferometriche, dove piccole variazioni di fase sono risolte dalla sovrapposizione coerente con un'onda di riferimento. L'interferometro moirè classico, mostrato in Fig.3.2 e sviluppato da Oberthaler nel 1996 [34], è formato da griglie di tre materiali differenti egualmente spaziate e parallele tra di loro.

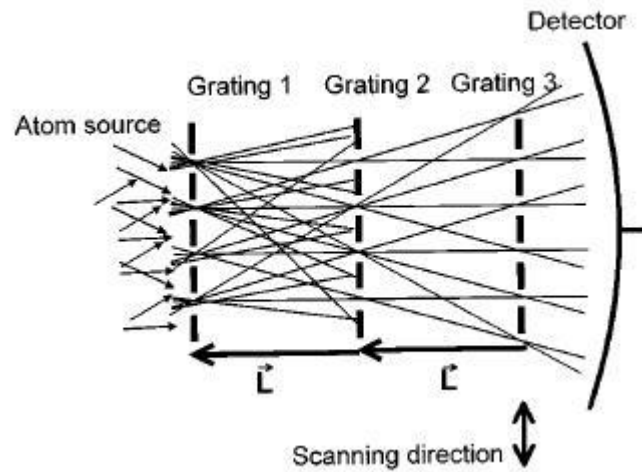


Fig. 3.2: Il sistema di griglie dell'interferometro moirè

Un fascio di atomi attraversa le tre griglie in successione. Le prime due griglie selezionano la direzione di propagazione di un fascio inizialmente divergente in modo tale che si crei una modulazione di densità atomica in corrispondenza della terza griglia, che corrisponde all'immagine delle griglie di collimazione. Questa

immagine è caratteristica di ogni sistema a due griglie. Nel piano della terza griglia tutte le traiettorie atomiche selezionate dalle fenditure delle prime due griglie si intersecano e formano una modulazione di densità atomica periodica con la periodicità delle griglie. Per le leggi dell'ottica geometrica questa immagine appare periodicamente a quelle distanze dalla seconda griglia che corrispondono a multipli interi della distanza tra le prime due griglie. La modulazione di densità atomica è rilevata utilizzando l'effetto moirè per risolvere la struttura periodica fine sovrapponendola alla terza griglia con stessa frequenza spaziale. Facendo scorrere quest'ultima griglia in direzione perpendicolare al fascio l'intensità atomica totale trasmessa dall'apparato oscilla con il periodo della griglia, come si può vedere in Fig. 3.3.

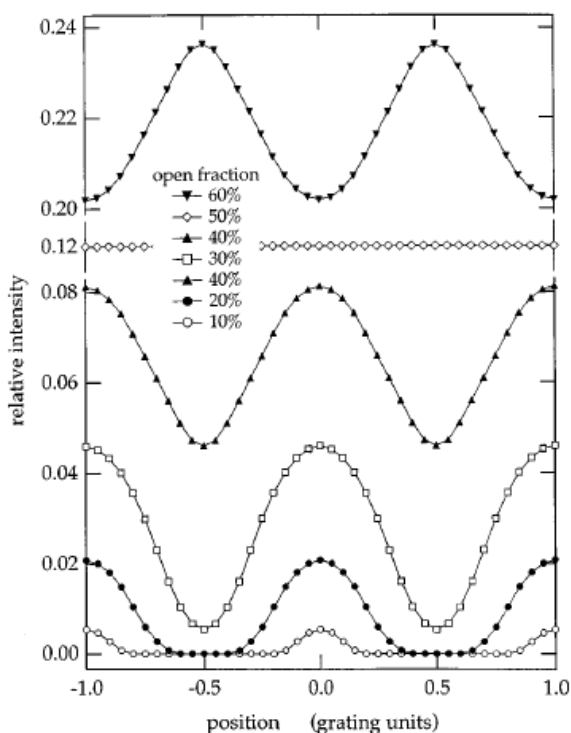


Fig.3.3: Disegno delle frange ottenuto traslando la terza griglia e con diversi valori di f_{open} delle griglie.

Per avere un contrasto grande tra le frange all'altezza della terza griglia, è necessario che il fascio sia più stretto del periodo della griglia. In Fig. 3.4 sono mostrati i risultati ottenuti dalla propagazione di un fascio non collimato attraverso un set di tre griglie identiche. Si può vedere che il contrasto C delle frange di moirè è al 100% per una $f_{open} < 25\%$ e decresce per $25\% < f_{open} < 50\%$. Contemporaneamente la frazione trasmessa dal set di griglie cresce.

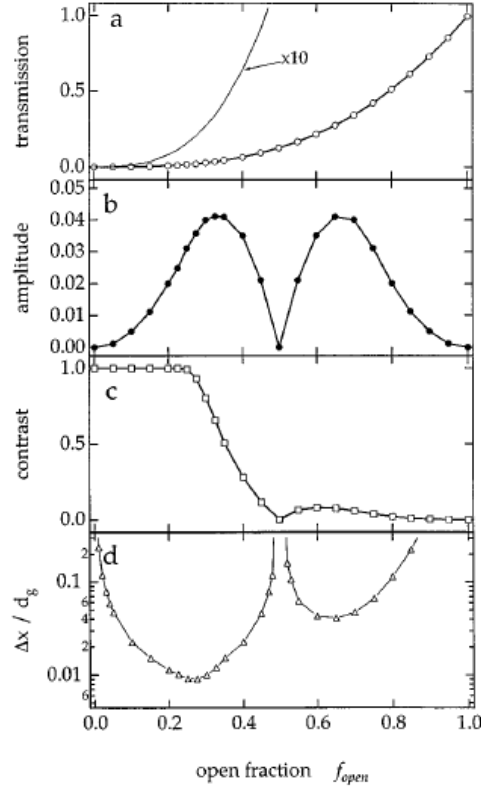


Fig.3.4: Parametri caratteristici dell'interferometro moiré e loro dipendenza da f_{open} delle griglie. Il grafico (a) mostra la trasmissione totale attraverso le tre griglie; (b) mostra l'ampiezza delle frange ottenute e (c) il contrasto risultante; (d) mostra la deviazione minima in unità di periodo delle griglie d_g che può essere rilevata se 10000 atomi interagiscono con l'interferometro.

La migliore risoluzione di un piccolo shift delle frange si ottiene con una frazione di zone aperte di circa il 30%. In questo caso, il contrasto tra le frange è $C = 80\%$ e la trasmissione media del set di tre griglie è il 2.7% dell'intensità iniziale del fascio di atomi. Questa immagine di moiré è particolarmente adatta a misurare deviazioni dovute ad una forza classica F , quale quella di gravità. Lo shift delle frange $\Delta\varphi$ è legato alla deviazione classica Δx dalla relazione

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta x}{d_g}$$

dove d_g è il periodo delle griglie. Con questo apparato è possibile quindi ottenere un'alta risoluzione utilizzando un sistema con piccole distanze tra le griglie e avendo a disposizione una grande flusso atomico che attraversa le griglie.

La sensibilità inerziale di un apparato che utilizza un fascio atomico viene dal fatto che un fascio atomico che si propaga liberamente definisce un sistema inerziale locale. Per questo motivo ogni deviazione apparente dal volo lineare in un dato sistema di riferimento deve essere attribuita a un moto accelerato del dato sistema

oppure ad una forza che agisce sul fascio atomico, come ad esempio la gravitazione. In particolare la sensibilità inerziale dell'interferometro moirè è determinata dal fatto che l'immagine formata dagli atomi è collocata in una precisa posizione dello spazio inerziale, che appare spostata se l'apparato accelera nel momento in cui gli atomi sono in transito.

Consideriamo, nel sistema di riferimento del laboratorio, un atomo con velocità v che spende un tempo $\tau = L/v$ tra ogni coppia di griglie, separate dalla distanza L . Gli atomi passano attraverso le tre griglie rispettivamente al tempo $t = -2\tau, -\tau$ e 0 . L'*i-esima* griglia è posizionata in $\vec{z}_i(t)$. Assumiamo costante la velocità degli atomi e trascuriamo le correzioni dovute all'anisotropia del fascio, approssimazione giustificata se immaginiamo di selezionare solo gli atomi che spendono tempi uguali all'interno dell'apparato. Scegliamo come origine del sistema di riferimento la posizione della terza griglia al tempo di arrivo degli atomi $t = 0$: $\vec{z}_3(0) = (0,0,0)$ che implica $\vec{z}_1(0) = 2L$ e $\vec{z}_2(0) = L$. Lo spostamento finale \vec{X} delle figure di interferenza atomiche $\vec{z}_3^A(0)$ rispetto alla posizione della terza griglia $\vec{z}_3(0)$ è

$$\vec{X} = \vec{z}_3^A(0) - \vec{z}_3(0) = 2\vec{z}_2(-\tau) - \vec{z}_1(-2\tau).$$

Il corrispondente shift delle frange, in radianti, è

$$\Phi_M = \vec{k}_g \cdot [2\vec{z}_2(-\tau) - \vec{z}_1(-2\tau)]$$

dove \vec{k}_g è il vettore reciproco della griglia con $|\vec{k}_g| = \frac{2\pi}{d_g}$, e d_g è il periodo delle griglie.

Applicato al caso di un'accelerazione lineare di intensità a dell'intero sistema in una direzione parallela al vettore delle griglie, dove $\vec{z}_i(t) = \frac{1}{2}at^2$, si ottiene $X = -a\tau^2$ e

$$\Phi_{acc} = -k_g a \tau^2 = -k_g a \frac{L^2}{v^2}.$$

Per il principio di equivalenza lo stesso risultato si ottiene per un interferometro moirè sottoposto all'accelerazione di gravità, che agisce in verso opposto rispetto ad a .

In AEGIS si utilizza una versione migliorata dell'interferometro moirè, mostrata in Fig. 3.3, in cui la terza griglia è sostituita da un rivelatore di posizione (gSD).

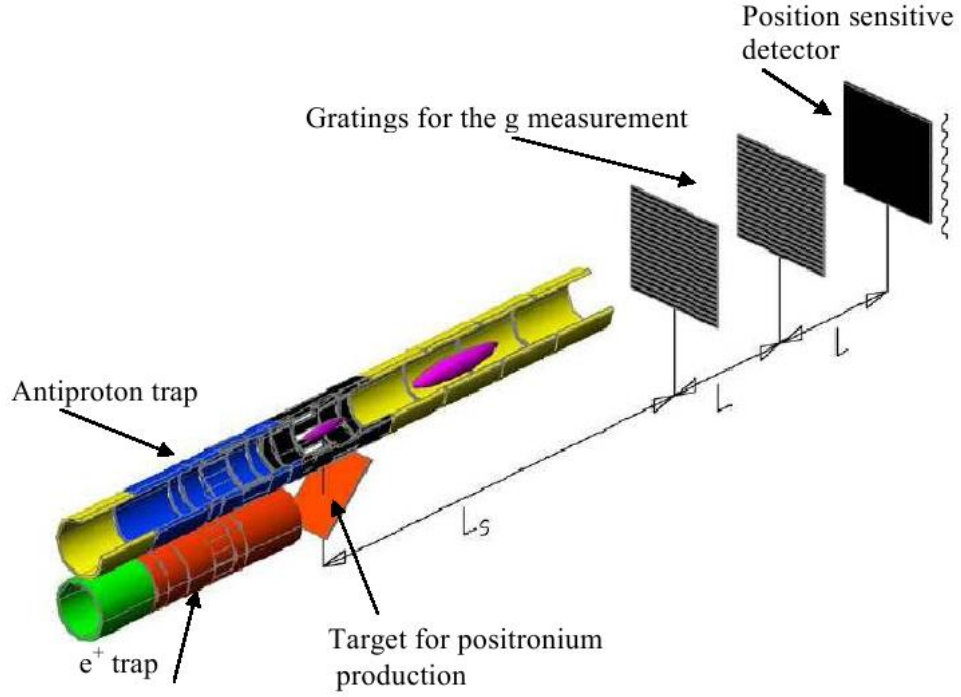
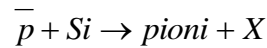


Fig. 3.3: Visione schematica dell'interferometro moiré di AEGIS.

La condizione (5) è verificata con $L = 0.1\text{ m}$ e $d_g = 40\text{ }\mu\text{m}$, oppure con $L = 1\text{ m}$ e $d_g = 120\text{ }\mu\text{m}$. L'immagine del fascio di anti-idrogeno viene quindi rilevata ricostruendo il punto di annichilazione di ogni antiatomo sul *rivelatore di posizione per la misura di g* (gSD) [32]. Per assicurare un'accuratezza dell'1% sulla misura di g il rivelatore deve avere un'area di rilevazione efficace di circa $20 \times 20\text{ cm}^2$, una risoluzione di circa $10\text{ }\mu\text{m}$ sulla rilevazione del punto di annichilazione e deve poter lavorare a temperature criogeniche. Dati questi prerequisiti, nelle simulazioni si è utilizzato il rivelatore di Silicio già descritto nel Cap. 2.

Quando colpiscono una superficie solida \bar{p} e e^+ dell' \bar{H} annichilano rispettivamente con il nucleo e con l'elettrone di un atomo del materiale. Il \bar{p} annichila con un nucleone del nucleo di Si con emissione di pioni nella reazione



In media vengono emessi 2.5 pioni carichi. Per X non sono disponibili misure dirette con il Silicio, ma dai dati raccolti dagli esperimenti effettuati con altri nuclei, come ^{12}C e ^{40}Ca , si ricava che in media accanto ai pioni vengono emesse altre particelle cariche, circa la metà del totale, in particolare protoni. Per studiare la risposta del rivelatore all'annichilazione devono essere testate due condizioni possibili: il rinculo o quasi-rinculo, corrispondente alle reazioni

$\bar{p} \, ^{28}\text{Si} \rightarrow \pi^+ \pi^- \, ^{27}\text{Al}$ e $\bar{p} \, ^{28}\text{Si} \rightarrow \pi^+ \pi^- p \, ^{26}\text{Mg}$, e la frammentazione, $\bar{p} \, ^{28}\text{Si} \rightarrow \pi^+ \pi^- \, ^{12}\text{C} \alpha \alpha \alpha t$. Nel primo caso il nucleo che rincula determina un deposito di energia molto grande e localizzato, mentre nel secondo molti frammenti portano via una parte dell'energia dal punto di impatto, come si può vedere dalla Fig. 3.5.

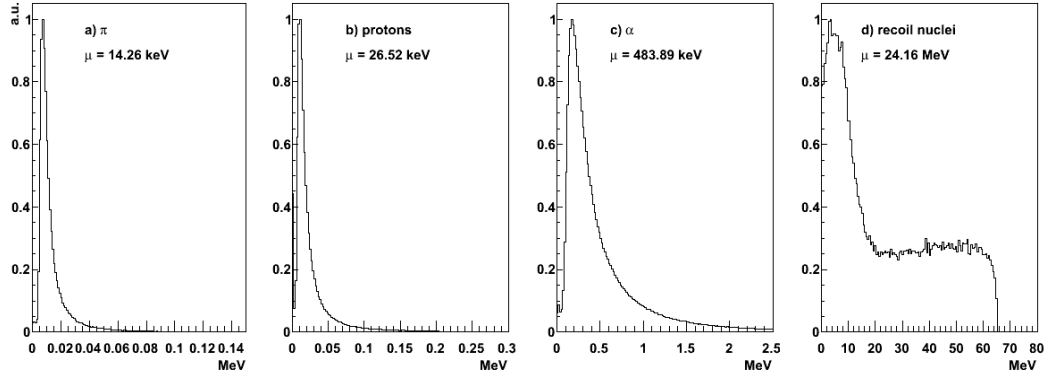


Fig. 3.5: Energia rilasciata in una singola striscia da: a) un pione, b) un protone, c) α , d) un frammento nucleare.

È possibile analizzare i risultati delle simulazioni del comportamento dell'interferometro moirè accoppiato al rivelatore di posizione [27]. La frazione f_N di atomi che arrivano su una superficie di raggio w ad una distanza l dalla sorgente è

$$f_N = \frac{w^2}{l^2} \frac{v_h^2}{v_t^2}$$

dove v_h è la velocità longitudinale e v_t la velocità trasversale. Assumendo $l \approx 1 \text{ m}$, $v_h \approx 500 \text{ m/s}$, $v_t \approx 50 \text{ m/s}$ si deduce che per rivelare tutti gli atomi sono necessari un raggio della grata e del rivelatore di $w = 10 \text{ cm}$.

Consideriamo una simulazione in cui si assume una distanza griglia-griglia e seconda griglia-rivelatore $L = 40 \text{ cm}$, un periodo delle griglie $d_g = 80 \text{ }\mu\text{m}$ e $f = 0.3$. È necessaria inoltre una distanza $L_s = 30 \text{ cm}$ tra la prima griglia e il centro della nuvola di anti-idrogeno prima dell'accelerazione, una velocità radiale corrispondente 100 mK , come mostrato in Fig. 3.6, e un'estensione radiale del fascio di raggio pari a 1 cm .

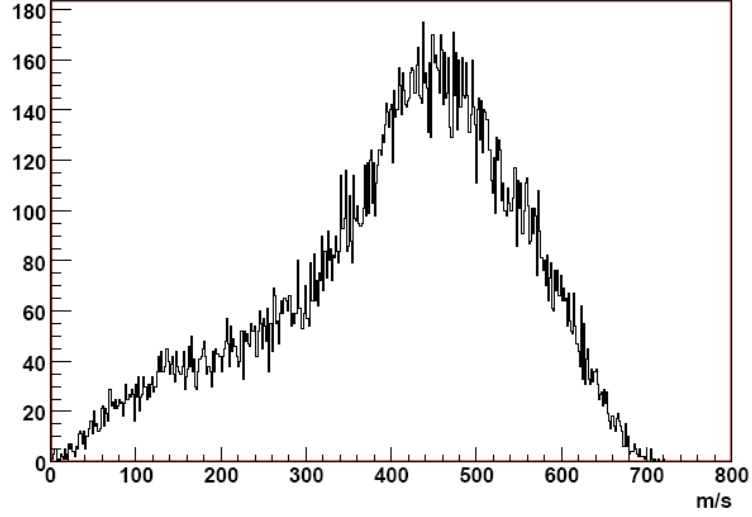


Fig.3.6: Distribuzione di velocità longitudinale di un fascio di anti-idrogeno ottenuto accelerando stati di Rydberg con n distribuita seguendo una Gaussiana.

Le dimensioni delle griglie e del rivelatore sono abbastanza grandi (raggio 20 cm) da assicurare che l'anti-idrogeno perso sia principalmente dovuto alla trasparenza delle griglie: la frazione di atomi trasmessa è 9% . Si assume che la velocità dell'anti-idrogeno durante il volo cambi solo per effetto del campo gravitazionale.

Nelle Fig.3.7 si può vedere il numero di atomi rilevati alla distanza L dalla seconda griglia in funzione di x/d_g . La Fig. 3.7a mostra il numero di atomi che arrivano sul rivelatore in tre casi senza tener conto della forza di gravità.

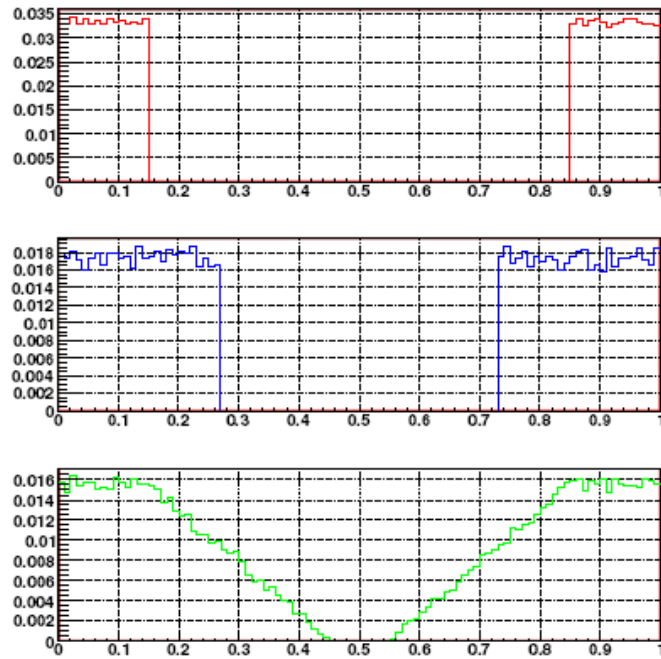


Fig. 3.7a: Numero di atomi rilevati alla distanza L dalla seconda griglia vs x/d_g . La forza di gravità non è inclusa.

Il grafico è ottenuto riempiendo l'i-esimo canale dell'istogramma con il numero di conteggi di atomi che hanno il valore di x/d_g , o un suo multiplo intero, compreso nel canale considerato. Il primo grafico è ottenuto lanciando 5×10^5 antiatomi con $v_t = 0$ e $v_h = 400 \text{ m/s}$ da una sorgente estesa di raggio $r = 3 \text{ cm}$. Il secondo è ottenuto assumendo che gli antiatomi abbiano una temperatura trasversale di 100 mK e abbiano origine da una sorgente puntiforme. L'ultimo grafico è ottenuto lanciando antiatomi con 100 mK da una sorgente estesa di raggio $r = 3 \text{ cm}$. In Fig.3.7b è inclusa la forza di gravità ed è evidente lo spostamento indotto dall'accelerazione.

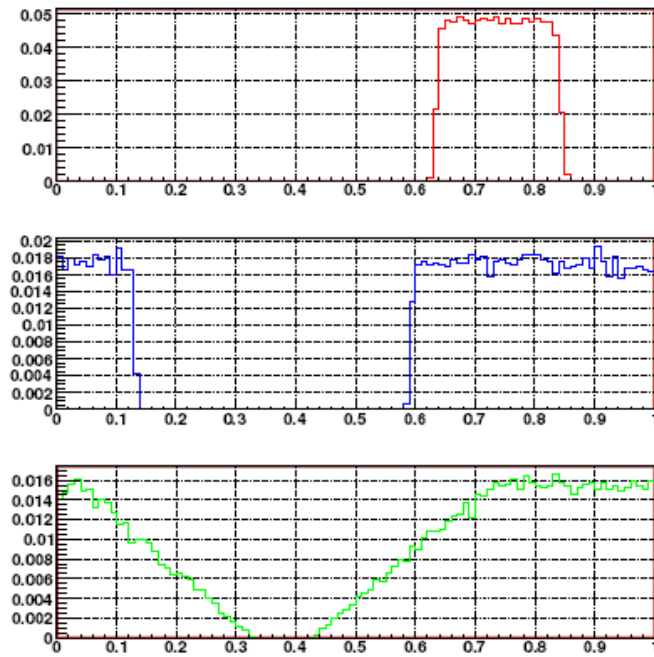


Fig.3.7b: come (a), ma includendo la forza di gravità.

Il valore di x/d_g nelle due immagini corrispondente al minimo del numero di conteggi rilevati (la *fase assoluta* Φ_0 delle curve), dipende dall'allineamento tra le due griglie e dall'allineamento tra di esse e il centro della nuvola di anti-idrogeno. Si è verificato che Φ_0 non risente della velocità radiale dell'anti-idrogeno e della sezione radiale del fascio di anti-idrogeno. Ovviamente la velocità radiale influenza il numero di atomi che arrivano sul rivelatore e per questo deve essere mantenuta al valore più basso possibile.

Per la simulazione seguente si assume una distribuzione maxwelliana della velocità radiale ad una temperatura di 100 mK . Lo spostamento di fase indotto dalla gravità è indipendente da Φ_0 . Vengono simulati eventi di \overline{H} e misurato il tempo di

arrivo t_{det} sul rivelatore e la posizione del punto d'impatto. A quest'ultima viene poi assegnato un errore (σ_{det}) estratto da una distribuzione gaussiana centrata sul punto d'arrivo dell'antiatomo x e con una σ uguale alla risoluzione spaziale del rivelatore.

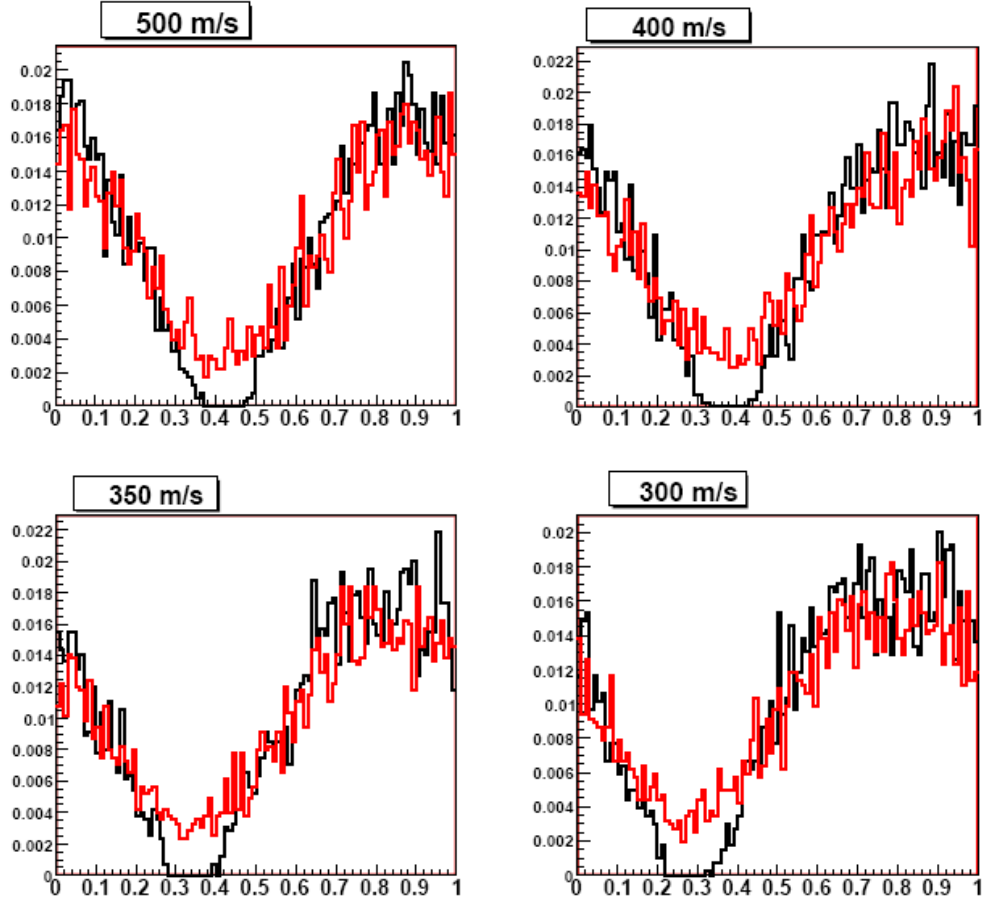


Fig. 3.8: Frazione di atomi rilevati in funzione di x . Il numero totale di conteggi è 4×10^3 per ogni velocità. Il grafico nero è ottenuto con una risoluzione sulla posizione infinita ($\sigma_{\text{det}} = 0$), mentre quello in rosso con $\sigma_{\text{det}} = 10 \mu m$.

La Fig.3.8 mostra il numero di conteggi $N(x)$ ottenuti con l'anti-idrogeno con quattro differenti valori della velocità assiale, comparando le misure effettuate con $\sigma_{\text{det}} = 0$ e $\sigma_{\text{det}} = 10 \mu m$. I risultati riportati in questi grafici sono in seguito riscaldati con una funzione maschera $m(x, \Delta_x)$ che rappresenta la funzione di risposta della terza griglia, identica alle prime due e spostata verticalmente di Δ_x . L'integrale $N(\Delta_x) = \int N(x)m(x, \Delta_x)dx$ è mostrato in Fig.3.9 in funzione di Δ_x .

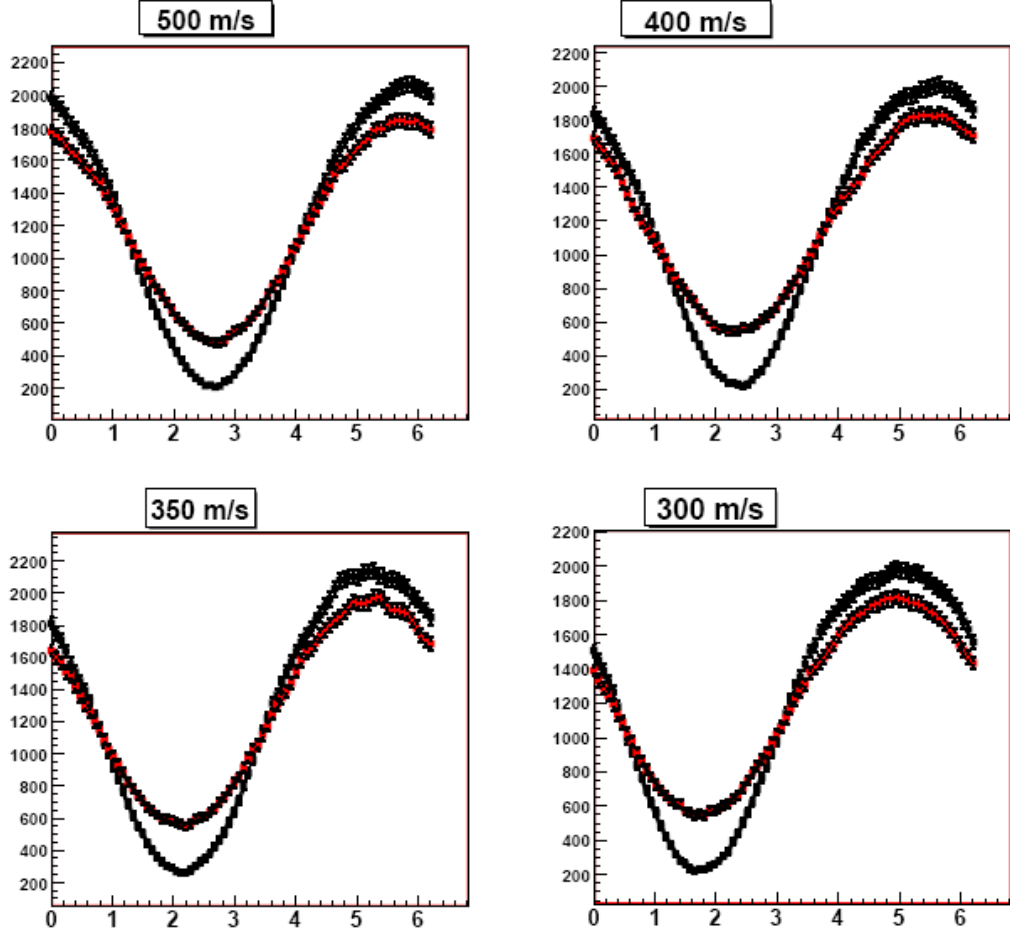


Fig.3.9: Frazione di atomi $N(\Delta_x)$ rilevati in funzione dello spostamento Δ_x (unità di griglia moltiplicate per 2π). Il numero totale di conteggi per ogni velocità è 4×10^3 per ogni velocità. Il grafico nero è ottenuto con $\sigma_{\text{det}} = 0$, quello rosso con $\sigma_{\text{det}} = 10 \mu\text{m}$. La posizione del minimo è π in assenza di gravità.

$N(\Delta_x)$ è quindi descritto da una funzione del tipo $A + B \cos\left(\frac{2\pi\Delta_x}{d_g} + \Phi_g\right)$, da cui si può ricavare lo shift di fase Φ_g dovuto alla gravità, assumendo $\Phi_0 = 0$. La precisione nella determinazione della fase σ_{Φ_g} con $\sigma_{\text{det}} = 0$ risultante dalla simulazione è

$$\sigma_{\Phi_g} = \frac{0.4}{\sqrt{N}} \text{ rad}$$

dove N è il numero di antiatomi rilevati. Usando la stessa funzione e tenendo conto della risoluzione del rivelatore si ottiene correttamente il valore di Φ_g , ma con un aumento di σ_{Φ_g} di un fattore α che si può ricavare in Tab. 3.1, per N dell'ordine di $10^3 - 10^5$.

α	$\sigma_{\text{det}} (\mu m)$
2	10
2.5	12.5
3	15
4	17.5

Tab. 3.1: Fattori di correzione di σ_{Φ_g} per diversi valori di σ_{det}

Da ciò si può dedurre che per ottenere una precisione sulla misura di g dell'ordine dell'1% è necessario un rivelatore con risoluzione migliore di $10-13 \mu m$.

Se si conosce il tempo di volo T degli antiatomi tra le due griglie, a partire dallo spostamento di fase è possibile ricavare il valore di g dalla relazione

$$\Delta\Phi_g = k_{\text{eff}} \cdot g T^2 \quad (6)$$

dove $k_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{d_g}$. Se tutti gli antiatomi hanno la stessa velocità si ricava $T = L/v_h$. Se

invece gli antiatomi hanno velocità diverse è necessario utilizzare un valore efficace T_{eff}^2 invece di $T^2 = L^2/v_h^2$, che dipende dalla forma della distribuzione dei tempi di volo. In particolare, nel caso in cui sia possibile andare a considerare solo la parte simmetrica di questa distribuzione, come evidenziato in Fig. 3.10, lo shift di fase risulta essere indipendente dalla forma della distribuzione di T^2 e $T_{\text{eff}}^2 = \langle T^2 \rangle$, valor medio della distribuzione di T^2 .

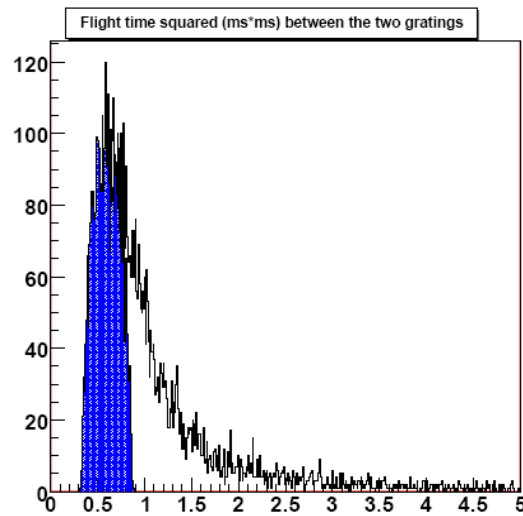


Fig.3.10: Quadrato del tempo di volo $(ms)^2$ degli antiatomi rilevati dopo il volo attraverso l'interferometro e con velocità longitudinale in accordo con quella di Fig. 3.6

Come esempio pratico si può considerare il segnale ottenuto mandando un fascio con la distribuzione di v_h di Fig.3.6 attraverso l'interferometro. La posizione assiale iniziale z_0 di ogni antiatomo al tempo t_0 è ricavata dalla distribuzione di v_h in funzione di z_0 . Il tempo di volo T tra le due griglie è ricostruito dalla conoscenza di t_0 e dal tempo di arrivo t_{det} sul rivelatore di posizione attraverso la relazione

$$T = \frac{L}{2L + L_s - z_s} t$$

dove t è il tempo di percorrenza di tutto l'apparato. La fonte di incertezza maggiore è dovuta all'impossibilità di conoscere z_s , la posizione iniziale prima dell'accelerazione, di ogni antiatomo rilevato. In condizioni opportune è possibile conoscere il valor medio di z_s con una distribuzione di valori poco dispersa. Un valore di T^2 relativo ai valori precedentemente considerati risulta pari a $0.6 (ms)^2$.

Il valore di g è ottenuto misurando lo spostamento di fase per antiatomi con diversi valori di $\langle T^2 \rangle$, in particolare con nove pacchetti di antiatomi con velocità diverse. La velocità media di ogni pacchetto, composto da circa 10^3 antiatomi alla temperatura di $100 mK$, è $600-550-500-450-400-350-300-250-200 m/s$. Il numero totale di antiatomi utilizzati è 1.3×10^5 . La dipendenza della fase da $\sqrt{\langle T^2 \rangle}$ tra le due griglie è rappresentata in Fig.3.11. Il valore di g è ottenuto dal fit della distribuzione dei punti sperimentali con la relazione (6), dove g è il parametro libero del fit.

Il risultato ottenuto con un rivelatore con risoluzione $10 \mu m$ è 9.8 ± 0.13 ; il corrispondente valore ottenuto con un rivelatore con risoluzione infinita è $9.8 \pm 0.1 [27]$.

Un raffreddamento radiale del fascio permetterebbe un aumento della distanza tra le griglie e/o l'uso di atomi con velocità radiale molto bassa. Tutti questi fattori aumenterebbero lo shift di fase indotto dalla gravità e di conseguenza la sensibilità sulla misura di g . Se gli errori sistematici potessero essere controllati, la precisione sulla misura potrebbe essere maggiore del valore 1% ottenuto in queste condizioni.

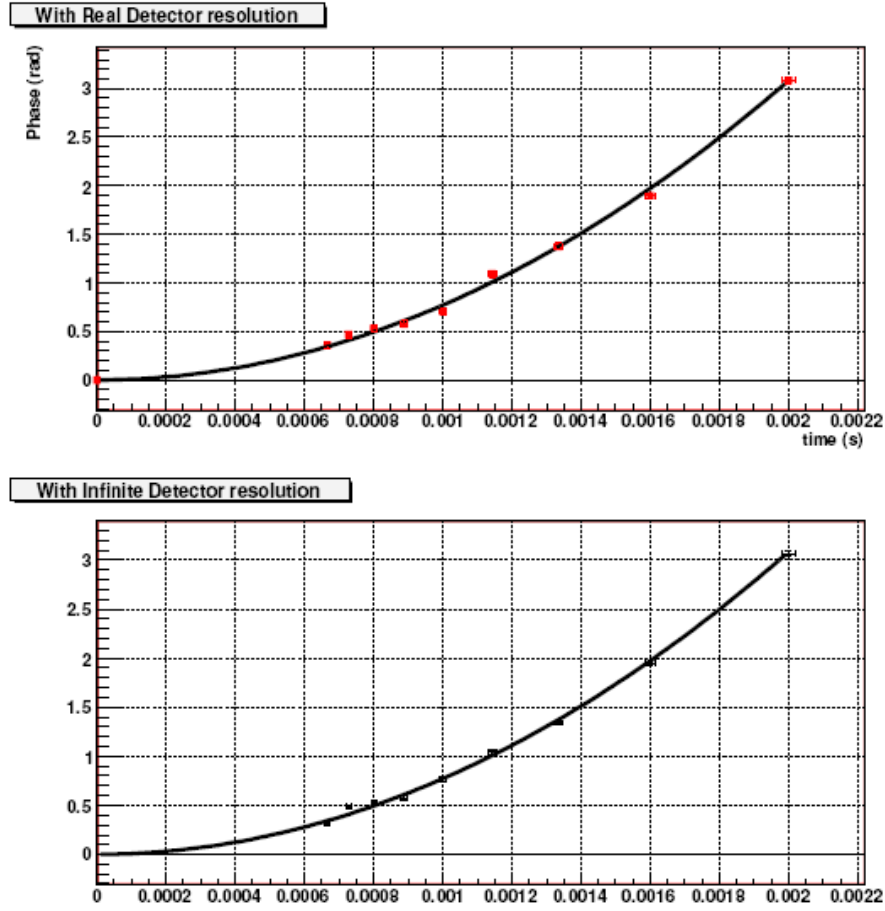


Fig. 3.11: Spostamento di fase in funzione del tempo di volo $\sqrt{\langle T^2 \rangle}$ (s) tra due griglie dell'interferometro. Nel primo grafico si assume una risoluzione del rivelatore pari a $10 \mu m$, nel secondo si assume un rivelatore perfetto.

La possibilità di effettuare una misura di g con una precisione dell'1% dipende quindi da alcune caratteristiche dell'apparato:

- I meccanismi di produzione dell'anti-idrogeno e di formazione del fascio devono fornire un fascio con almeno un atomo di anti-idrogeno utilizzabile al secondo. L'atomo di anti-idrogeno è considerato utilizzabile se la sua velocità longitudinale può essere determinata e la sua velocità radiale segue una distribuzione termica con una temperatura non maggiore di $100 mK$.
- La velocità radiale del fascio determina le dimensioni delle griglie e del rivelatore e limita le distanze tra le griglie. Una riduzione della velocità radiale permette un aumento della precisione nella misura aumentando L e/o permettendo l'uso di antiatomi più lenti.
- Gli antiatomi non devono decadere durante il tragitto tra le griglie, altrimenti la velocità di rinculo conseguente all'emissione del fotone potrebbe mascherare l'effetto

della gravità; la situazione ideale sarebbe quella di avere tutti gli antiatomi nello stato fondamentale al momento dell'entrata nell'interferometro.

- È necessario utilizzare un rivelatore di posizione con una risoluzione di almeno $10-13 \mu m$.
- Le griglie devono essere allineate con una precisione dell'ordine della frazione del periodo delle griglie. Questo allineamento deve essere mantenuto per un tempo sufficientemente lungo.
- La gravità deve essere l'unica forza agente sugli antiatomi durante il volo. I gradienti di campo magnetico sono particolarmente dannosi. Se μ_z è la componente nella direzione z del momento magnetico, la forza dovuta ad un gradiente di campo magnetico lungo la direzione z è

$$F_z = -\mu_z \frac{dB_z}{dz}$$

Usando $\mu_z = \mu_0(m_l + 2m_s)$ dove $\mu_0 = 0.927 \times 10^{-23} J/T$, possiamo calcolare il gradiente di campo magnetico necessario per creare una forza F_z uguale al peso dell'anti-idrogeno $mg = 1.64 \times 10^{-26} N$:

$$\frac{dB_z}{dz} = \frac{mg}{\mu_0(m_l + 2m_s)} = \frac{1.77 \times 10^{-3}}{(m_l + 2m_s)} T/m$$

Per ottenere una misura di g con una precisione dell'1% bisogna ridurre il gradiente di campo magnetico a

$$\frac{dB_z}{dz} < 1.77 \times 10^{-1} \frac{1}{(m_l + 2m_s)} Gauss/m$$

Un appropriato campo magnetico schermante deve essere aggiunto attorno al sistema di griglie. Anche in questo caso è consigliabile avere atomi nello stato fondamentale.

- Gli errori sistematici possono essere controllati comparando lo shift indotto dalla gravità con i risultati ottenuti con le griglie ruotate di 90° . In questo caso l'effetto della gravità è cancellato.
- Per controllare i risultati si sta valutando la possibilità di condurre un esperimento simile producendo atomi di idrogeno anziché di anti-idrogeno.

Considerando la relazione (6) per ottenere uno spostamento maggiore è necessario estendere T . Ciò è possibile utilizzando interferometri atomici, con lo

scopo di raggiungere un'accuratezza dell'ordine di 10^{-10} . Come nel caso dell'esperimento di Peters, Chung e Chu condotto con atomi di Cesium [33], anche utilizzando l'anti-idrogeno, l'interferometria atomica richiede il raggiungimento di temperature dell'ordine del μK . La temperatura minima ottenuta fino ad ora è 2.4 mK , valore molto più alto di quello necessario. Pertanto è fondamentale ottenere una sorgente di anti-idrogeno freddo. Un metodo promettente per diminuire ulteriormente tale valore consiste nel raffreddamento laser di atomi di anti-idrogeno racchiusi in una trappola magnetica, che rappresenta una delle nuove tecniche di raffreddamento attualmente in fase di studio [27].

Conclusioni

La scoperta dell'antimateria ha dato il via ad una serie di esperimenti volti a studiarne le proprietà. In particolare sono stati sviluppati diversi esperimenti con lo scopo di verificare quale fosse il suo comportamento in un campo gravitazionale, quale quello terrestre. In questo ambito sono state sviluppate diverse teorie, sia a sostegno della cosiddetta "ipotesi attrattiva" che dell'antigravità. Secondo l'ipotesi attrattiva, l'antimateria cade con la stessa accelerazione o con accelerazione maggiore della materia, sempre "verso il basso". Secondo la teoria dell'antigravità invece l'antimateria viene respinta dalla materia, ottenendo un'accelerazione gravitazionale di segno opposto rispetto a quella di cui risente la materia.

Nonostante siano stati sviluppati diversi esperimenti volti a verificare quale sia l'effettivo valore dell'accelerazione gravitazionale agente sull'antimateria, fino ad oggi non è stato possibile ottenere risultati sperimentali conclusivi a causa delle difficoltà strumentali a raggiungere i livelli di precisione necessari. In particolare, utilizzando antimateria carica, come ad esempio gli antiprotoni, il problema più grande è rappresentato dal fatto che l'interazione gravitazionale risulta essere molto debole rispetto alle forze elettromagnetiche alle quali sono sottoposte le antiparticelle all'interno degli apparati sperimentali.

Per ovviare a questo problema si è pensato di svolgere una nuova serie di esperimenti utilizzando antimateria neutra, con risultati tuttavia non ancora sufficientemente precisi tali da confutare i vari modelli. Una misura significativa potrebbe essere fornita dall'utilizzo di antiatomi ed in particolare anti-idrogeno, così come si propone l'esperimento AEGIS.

In AEGIS la misura di gravità verrà effettuata mediante un interferometro moirè che lavora in regime classico e utilizza una configurazione formata da due griglie e un rivelatore di posizione per poter ottenere l'immagine del fascio di anti-idrogeno. Il

rivelatore di Si con una superficie efficace di $20 \times 20 \text{ cm}^2$ ha una risoluzione dell'ordine di $10 \text{ }\mu\text{m}$ sul punto di annichilazione ed è in grado di lavorare a temperature criogeniche.

L'esperimento ha ottimizzato le tecniche di produzione dell'anti-idrogeno e di formazione del fascio allo scopo di raggiungere la statistica di \overline{H} maggiore possibile, cruciale per la precisione delle misure.

Sulla base degli studi condotti sulle simulazioni di tale apparato è stata fissata la geometria dell'interferometro: la distanza tra due griglie successive deve essere $L = 0.1 \text{ m}$ e il periodo delle griglie $d_g = 40 \text{ }\mu\text{m}$, oppure $L = 1 \text{ m}$ e $d_g = 120 \text{ }\mu\text{m}$.

Con questi parametri risulta una stima della misura di g con una precisione dell'1%.

Per raggiungere livelli di precisione maggiori sarà necessario sviluppare metodi diversi che utilizzano atomi ultrafreddi e interferometri atomici. Queste tecniche attualmente non sono però disponibili perché le temperature dell'ordine del μK necessarie non sono al momento raggiungibili.

Bibliografia

- [1] D. Griffiths. *Introduction to elementary particles*. John Wiley & Sons, 1987
- [2] C. Conta. *Introduction to modern particle physics*. Pavia: Biblioteca Delle Scienze, 2010
- [3] M. Villata. CPT symmetry and antimatter gravity in general relativity, *EPL*, 94, 2011
- [4] R. J. Hughes. Fundamental symmetry test with antihydrogen, *Nuclear Physics A*, 558:605-624, 1993
- [5] S. G. Turyshev. Experimental tests of general relativity, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 58:207-248, 2008
- [6] M. M. Nieto, T. Goldman. The arguments against “antigravity” and the gravitational acceleration of antimatter, *Physics Report*, 205, No.5:221-281, 1991
- [7] D. H. Perkins. *Introduction to high energy physics*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1987
- [8] C. D. Anderson. The positive electron, *Physical Review* 43, 491, 1933
- [9] P. M. S. Blackett, G. P. S. Occhialini. Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation. *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. 139, No. 839, 699-726, 1933
- [10] P. Touboul, M. Rodrigues. The MICROSCOPE space mission, *Classical and Quantum Gravity*, 18, 2487-2498, 2001
- [11] R. D. Reasenberg, J. D. Phillips. *International Journal of Modern Physics D*, 16:2245, 2007
- [12] S. G. Turyshev, et al. *International Journal of Modern Physics D*, 16: 1879, 2007
- [13] M. A. Kasevich, L. Maleki.
http://horology.jpl.nasa.gov/quantum/pub/QuITE_singleposter2.pdf, 2003
- [14] R. Nyman, et al. *Applied Physics B*, 84:673, 2006
- [15] A. M. Nobili, et al. *International Journal of Modern Physics D*, 16:2259, 2007
- [16] J. Mester, et al. *Classical and Quantum Gravity* 18:2475, 2001. P. Worden, J. Mester, R. Torii, *Classical and Quantum Gravity*, 18:2543, 2001
- [17] J. G. Williams, S. G. Turishev, T. W. Murphy. *International Journal of Modern Physics D*, 13:567, 2004
- [18] T. W. Murphy, et al. *International Journal of Modern Physics D*, 16:2127, 2007

- [19]W. Rindler. *Relativity*, Second Edition, Oxford University Press, 2006
- [20]L. I. Schiff. Sign of the gravitational mass of a positron. *Physical Review Letters*, Vol. 1 No 7, 254-255, 1958
- [21]G. Gabrielse, et al. First capture of antiprotons in a penning trap: a kiloelectronvolt source. *Physical Review Letters*, Vol.57 No. 20, 2504-2507 1986
- [22]G. Baur, et al. Production of antihydrogen. *Physics Letters B* Vol.368: 251-258, 1996
- [23]G. Blanford, et al. Observation of atomic antihydrogen. *Physical Review Letters*, Vol.80, No.14: 3037-3040, 1998
- [24]M. Amoretti, et al. Production and detection of cold antihydrogen atoms, *Nature*, 2002
- [25]<http://alpha-new.web.cern.ch/>
- [26]<http://hussle.harvard.edu/~atrap/>
- [27]AEGIS proto collaboration. Proposal for the AEGIS experiment at the CERN Antiproton Decelerator (Antimatter Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy), 2007
- [28]G. Bendiscioli, et al. Materia e antimateria: dalle particelle agli atomi, *Istituto Lombardo (Rend. Sc.)* B136:211-238, 2002
- [29]G. Gabrielse, et al. Background-Free Observation of Cold Antihydrogen with Field-Ionization Analysis of Its States. *Physical Review Letters*, Vol. 89 No. 21, 213401, 2002
- [30]H. Dittus, C. Lämmerzahl. Tests of weak equivalence principle for charged particles in space. *Advances in Space Research*, 39, 244-248, 2007
- [31]N. Beverini, et al. Possible measurements of the gravitational acceleration with neutral antimatter. *Hyperfine Interactions*, 44, 357-364, 1988
- [32]G. Bonomi, et al. Measuring the antihydrogen fall. *Hyperfine Interactions*, 193, 297, 2009
- [33]A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. *Nature*, 1999
- [34]M. Oberthaler, et al. Inertial sensing with classical atomic beams. *Physical Review A*, Vol. 54, No. 4, 1996

Ringraziamenti

Innanzitutto desidero ringraziare la Dott.ssa Cristina Riccardi per avermi dato la possibilità di svolgere questa tesi e per la pazienza e la disponibilità che ha sempre dimostrato nei miei confronti.

Ringrazio i miei genitori e Andrea per avermi supportato e sopportato in ogni momento, in particolare nell'ultimo periodo.

Grazie ai miei compagni Michele, Luca P., Luca M., Pier, Claudio e Vale per aver condiviso con me questi anni e per aver alleggerito e reso più divertenti le giornate di studio.

Grazie anche alle mie amiche bulle Fede, Accia, Auro e Giada che, durante i nostri lunghi viaggi in macchina, mi hanno sempre ascoltata, sopportata e appoggiata.