

ALMA Mater Studiorum  
Universita` degli Studi di Bologna

---

---

FACOLTA` DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Dipartimento di Fisica e Astronomia

LA MATERIA OSCURA  
E L'ESPERIMENTO XENON

Elaborato Finale

Candidato:

Massimiliano Fabianelli

Relatore:

Chiar.mo Prof.:

Gabriella Sartorelli

Co-relatore:

Dott.:

Marco Garbini

# INDICE

<b>INTRODUZIONE</b> .....	2
<b>CAPITOLO 1: EVIDENZE DELL'ESISTENZA DELLA MATERIA OSCURA</b> .....	4
1.1 La materia visibile.....	4
1.2 La materia oscura nelle galassie.....	7
1.3 La materia oscura negli ammassi di galassie.....	10
1.4 Le lenti gravitazionali.....	14
1.5 Fluttuazioni di temperatura nella radiazione cosmica di fondo.....	16
1.6 Bullet Cluster .....	22
1.7 Teorie MOND.....	24
1.8 Possibili candidati per la materia oscura.....	25
<b>CAPITOLO 2: LA RICERCA DI WIMP</b> .....	27
2.1 Rivelazione diretta di WIMP.....	27
2.2 Rivelazione indiretta di WIMP.....	33
<b>CAPITOLO 3: L'ESPERIMENTO XENON PRESSO I LABORATORI NAZIONALI DEL GRAN SASSO</b> .....	35
3.1 Principio di funzionamento del rivelatore.....	35
3.2 Fasi del progetto.....	36
3.3 Ultimi risultati dell'esperimento XENON100.....	37
<b>Conclusioni</b> .....	39
<b>Appendice A: Studio dettagliato del funzionamento di una camera a proiezione temporale</b> .....	41
A.1 Principio di funzionamento del rivelatore.....	41
A.2 Descrizione del rivelatore di XENON100.....	44
<b>Bibliografia</b> .....	47
<b>Ringraziamenti</b> .....	49

# INTRODUZIONE

Le osservazioni astronomiche compiute nel corso dell'ultimo secolo indicano che circa il 90% della massa dell'universo è composta da materia oscura, cioè da materia non barionica e non luminosa (dark matter). La materia oscura ha un impatto significativo sulla distribuzione delle masse all'interno delle galassie e degli ammassi di galassie e gioca un ruolo fondamentale nelle teorie sulla formazione ed evoluzione dell'universo.

Nel corso degli anni si sono sviluppate molte teorie sulla natura delle particelle componenti la materia oscura, senza però avere le necessarie conferme sperimentali. La ricerca di materia oscura è quindi fondamentale non solo per verificarne l'esistenza, ma anche per indagarne le proprietà e discriminare tra i vari modelli teorici.

Ad oggi, i candidati più promettenti al ruolo di costituenti della materia oscura non barionica sono particelle massive debolmente interagenti, indicate con il termine WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), un esempio delle quali è costituito dal neutralino, la più leggera particella che emerge dal Modello Supersimmetrico.

Visto l'ampio spettro di proprietà previste per la materia oscura, si sono sviluppate differenti tecniche di rivelazione. In particolare, l'esperimento XENON ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, a cui partecipa anche la sezione di Bologna dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN), si occupa della rivelazione diretta della materia oscura, mediante scattering di WIMP su un bersaglio costituito da xeno in fase liquida. Questa tecnica permette di raggiungere notevoli sensibilità, necessarie per rivelare particelle debolmente interagenti. L'esperienza acquisita nelle prime due fasi del Progetto XENON (XENON10 e XENON100) porterà alla realizzazione di un rivelatore di grandi dimensioni, XENON1T, che permetterà di ottenere maggiore sensibilità, così da estendere il campo di ricerca e poter confermare eventuali rivelazioni.

Il numero di eventi attesi da interazioni di WIMP è basso ed è dunque fondamentale studiare e limitare il più possibile le possibili fonti di background, quali ad esempio la radioattività naturale e quella intrinseca, ma anche il contributo dovuto alla radiazione cosmica.

Nel primo capitolo di questo elaborato saranno illustrate le evidenze di carattere astrofisico e cosmologico della presenza di materia oscura nell'universo, con qualche cenno a possibili

teorie alternative. Inoltre si indagherà sulla natura delle particelle di cui potrebbe essere costituita la materia oscura. Nel secondo capitolo saranno illustrati i metodi di ricerca delle WIMP (diretti e indiretti), mentre nel terzo capitolo sarà descritto l'esperimento XENON.

# CAPITOLO 1

## EVIDENZE DELL'ESISTENZA DELLA MATERIA OSCURA

### 1.1 La materia visibile

Alcuni tipi di materia presenti nell'universo possono essere rivelati in quanto emettono radiazione elettromagnetica. Misurando la densità di luminosità emessa ad una data lunghezza d'onda in una porzione di universo ed avendo una stima del rapporto massa-luminosità in quella porzione, è possibile stimare la densità di massa visibile che vi è contenuta.

Le stelle, ad esempio, emettono principalmente negli intervalli dell'infrarosso, del visibile e dell'ultravioletto dello spettro elettromagnetico. Se installiamo un filtro in banda B nel nostro telescopio, saremo in grado di rivelare i fotoni nell'intervallo di lunghezze d'onda  $\lambda$  comprese tra  $4.0 \times 10^{-5}$  cm e  $4.9 \times 10^{-5}$  cm. Ad esempio la luminosità solare in banda B (sistema di magnitudine UBV di Johnson) è  $L_{\odot,B} = 3.9 \times 10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> e la densità di luminosità stellare totale, entro alcune centinaia di Mpc dalla nostra galassia è [1]

$$j_{*,B} = 1.2 \times 10^8 L_{\odot,B} \text{ Mpc}^{-3} \quad (1).$$

Allora è possibile ricavare la densità di massa stellare  $\rho_*$  da  $j_{*,B}$ , conoscendo il rapporto massa-luminosità delle stelle. Abbiamo bisogno di sapere mediamente quanti grammi di una stella producono 1 erg/s di luce stellare in banda B. Se tutte le stelle fossero identiche al sole potremmo concludere che c'è una massa solare  $M_{\odot}$  di stelle per ogni luminosità solare  $L_{\odot,B}$  prodotta. Ma le stelle non sono uniformi nelle loro proprietà, avendo un ampio intervallo di masse ed un ampio intervallo di luminosità in banda B. Per stelle di sequenza principale, alimentate dalla fusione dell'idrogeno nei loro nuclei, il rapporto massa-luminosità varia da  $M/L_B \sim 10^{-3} M_{\odot}/L_{\odot,B}$  per le stelle più brillanti e di grande massa (stelle di tipo O della classica sequenza spettrale OBAFGKM), a  $M/L_B \sim 10^3 M_{\odot}/L_{\odot,B}$  per quelle meno brillanti e di più piccola massa (tipo M) [1]. Quindi in una galassia il rapporto

massa-luminosità dipenderà dal tipo di stelle in essa contenute. Se supponiamo che i dintorni del sistema solare (nel raggio di un kpc) non rappresentino un'anomalia, possiamo stimare che il valor medio del rapporto massa-luminosità vale [1]

$$\langle M/L_B \rangle \approx 4 M_\odot / L_{\odot,B} \approx 1.7 \times 10^{15} \text{ g erg}^{-1} \text{ s} \quad (2).$$

Da (1) e (2) otteniamo infine una stima della densità di massa delle stelle nell'universo pari a

$$\rho_{*,0} = \langle M/L_B \rangle \cdot j_{*,B} \approx 5 \times 10^8 \text{ } M_\odot \text{ Mpc}^{-3} \quad (3).$$

Si definisce parametro di densità totale  $\Omega$ , la quantità adimensionale  $\Omega = \rho/\rho_c$ , dove  $\rho$  è la densità di massa dell'universo, mentre  $\rho_c$  è la densità di massa critica dell'universo, pari a  $\rho_c = 3 H_0^2/8\pi G$  ( $H_0$  = costante di Hubble,  $G$  = costante di gravitazione universale). Se  $\Omega > 1$  l'universo si dice chiuso (geometria sferica); se  $\Omega = 1$  l'universo si dice piatto (geometria euclidea); se  $\Omega < 1$  l'universo si dice aperto (geometria iperbolica).

I cosmologi stimano che attualmente  $\Omega_{t=0} = \Omega_0 \approx 1$ .

Poiché l'attuale densità di massa critica dell'universo [1] è

$$\rho_{c,0} = 1.4 \times 10^{11} \text{ } M_\odot \text{ Mpc}^{-3} \quad (4),$$

l'attuale parametro di densità di stelle  $\Omega_{*,0}$  sarà

$$\Omega_{*,0} = \frac{\rho_{*,0}}{\rho_{c,0}} = \frac{5 \times 10^8 \text{ } M_\odot \text{ Mpc}^{-3}}{1.4 \times 10^{11} \text{ } M_\odot \text{ Mpc}^{-3}} \approx 0.004 \quad (5).$$

Confrontando questo valore con  $\Omega_0$ , se ne deduce che le stelle costituiscono meno dello 0.5 % della densità totale dell'universo.

In realtà tale stima di  $\Omega_{*,0}$  risulta imprecisa a causa dell'incertezza sul numero di stelle di piccola massa e piccola luminosità nelle galassie.

Nella nostra galassia, ad esempio, circa il 95% della luminosità stellare è dovuta a stelle più luminose del sole, mentre circa l' 80% della massa è dovuta a stelle meno luminose di esso. Il valore di  $\Omega_{*,0}$  è determinato dalla materia luminosa ma, se vogliamo un parametro che indichi il totale di materia barionica, dobbiamo includere anche oggetti come nane brune, nane bianche, stelle di neutroni, buchi neri e grandi quantità di gas interstellari. Nella nostra galassia ed in M31 la massa del gas interstellare è circa pari al 10% della massa stellare, mentre nelle galassie irregolari, come le Nubi di Magellano, la percentuale è persino più alta. Inoltre c'è una grande quantità di gas anche tra le galassie, come nel caso dell'enorme ammasso di galassie di Coma situato a 100 Mpc dalla nostra galassia in

direzione della costellazione di Coma Berenices: a lunghezze d'onda nel visibile, come si può vedere in Figura 1 (a sinistra), la maggior parte della luce proviene dalle stelle delle galassie, la cui luminosità in banda B vale  $L_{coma,B} = 8 \times 10^{12} L_{\odot,B}$  (6).

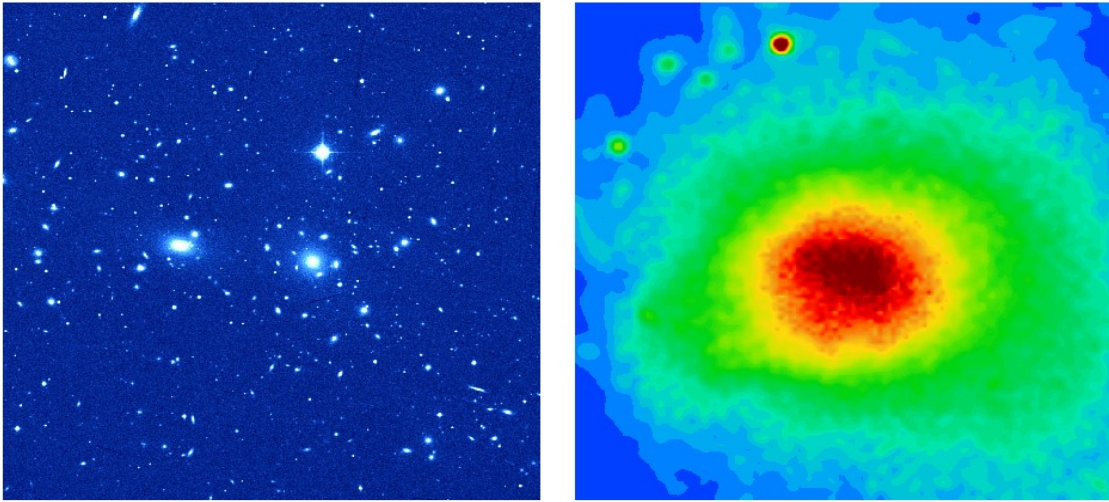


Figura 1: Immagine nel visibile (sinistra) e nella banda X (destra) dell'ammasso di galassie Coma.

Se il rapporto massa-luminosità dell'ammasso vale ancora  $\langle M/L_B \rangle \approx 4 M_{\odot}/L_{\odot,B}$ , allora la stima della massa totale di stelle dell'ammasso risulta  $M_{coma,*} \approx 3 \times 10^{13} M_{\odot}$ . Sebbene questa sia una quantità notevole, è minore della massa del gas caldo presente fra le galassie. Un'immagine a raggi X dell'ammasso (a destra in Figura 1) mostra questo gas poco denso e ad una temperatura tipica di  $T \approx 10^8 K$  (con un'energia tipica di  $E \sim kT \sim 9 keV$ ). La massa totale di gas è stimata essere  $M_{coma,gas} \approx 2 \times 10^{14} M_{\odot}$ , quindi circa 7 volte la massa delle stelle.

In generale, la miglior stima di densità barionica si ottiene dagli studi sulla nucleosintesi primordiale [1]: l'efficienza con cui le reazioni di fusione nucleare hanno permesso la conversione di idrogeno in deuterio, elio, litio, ed altri elementi, dipende dalla densità di protoni e neutroni presenti nell'universo primordiale. Studi dettagliati [1] sulle abbondanze di questi elementi nelle nubi di gas primordiale, indicano che l'attuale *parametro di densità di materia barionica*  $\Omega_b$  deve essere

$$\Omega_b = 0.04 \pm 0.01 \quad (7).$$

Confrontando la (7) con la (5) si ricava che  $\Omega_b$  è un ordine di grandezza più grande di  $\Omega_{*,0}$ , che rappresenta la densità di materia barionica luminosa. Questo significa che la maggior parte della materia barionica è troppo fredda o rarefatta per poter essere visibile.

## 1.2 La materia oscura nelle galassie

Le osservazioni evidenziano come non solo la maggior parte di materia barionica non è visibile, ma la maggior parte di materia nell'universo non è barionica. Cioè è materia oscura (*dark matter*), che non assorbe, emette o riflette luce di qualsiasi lunghezza d'onda.

Un modo per evidenziarne la presenza è di osservarne l'influenza gravitazionale sulla materia visibile ed in particolare un metodo è quello di studiare le velocità orbitali delle stelle nelle galassie a spirale (come la nostra o come M31).

Le galassie a spirale hanno la forma di un disco appiattito, con una parte sferoidale nel loro centro. Le stelle che fanno parte del disco hanno orbite quasi circolari attorno al centro della galassia. Il Sole, ad esempio, è in una di queste orbite con raggio  $R_\odot = 8 \text{ kpc}$  e velocità orbitale  $v_\odot = 220 \text{ km/s}$ .

Consideriamo ad esempio una generica stella in orbita circolare attorno al centro della propria galassia: se il raggio della sua orbita intorno al centro della galassia è  $R$  e la velocità orbitale è  $v$ , allora la stella è sottoposta ad una accelerazione

$$a = \frac{v^2}{R} \quad (8)$$

diretta verso il centro della galassia. Se l'accelerazione è dovuta all'attrazione gravitazionale della galassia, allora

$$a = \frac{G M(R)}{R^2} \quad (9),$$

dove  $M(R)$  è la massa contenuta in una sfera di raggio  $R$ , centrata nel centro galattico (per semplicità di calcolo assumiamo in prima approssimazione una distribuzione di massa a simmetria sferica, non introducendo le correzioni dovute all'appiattimento del disco).

Quindi

$$v = \sqrt{\frac{G M(R)}{R}} \quad (10)$$

Al contempo la brillantezza superficiale  $I$  di un disco si riduce con una legge esponenziale al crescere del raggio  $R$

$$I(R) = I(0) \exp(-R/R_s) \quad (11),$$

con lunghezza di scala  $R_s$  dell'ordine di qualche  $kpc$ . (per la nostra galassia  $R_s \approx 4 kpc$ , mentre per M31 ed altre galassie più grandi  $R_s \approx 6 kpc$ ). Ciò implica che a poche lunghezze di scala  $R_s$  dal centro della galassia la massa di stelle entro una distanza  $R$  rimane praticamente costante, mentre per distanze maggiori decresce rapidamente. Ne consegue che se le stelle rappresentano il maggior contributo alla massa della galassia, l'andamento della velocità a grandi distanze dal centro è tipo

$$v \propto \frac{1}{\sqrt{R}} \quad (12)$$

Le velocità orbitali effettive osservate hanno però un andamento del tutto diverso.

Il primo a misurare le velocità orbitali delle stelle della galassia M31 fu V. Slipher (1914) [1] tramite il redshift degli spettri stellari, tenendo conto della velocità relativa della galassia rispetto al sistema solare. Le sue misurazioni però si basavano sulla luce visibile e non potevano quindi essere accurate oltre  $R > 3 R_s = 18 kpc$ . Nel 1970 V. Rubin e K. Ford, osservando le righe di emissione provenienti da regioni di gas caldo ionizzato, estesero le misurazioni ad  $R = 4 R_s = 24 kpc$  [1]. Per  $R > 4 R_s$ , M. Roberts e R. Whitehurst (1975) hanno utilizzato la riga di emissione dell'idrogeno neutro a  $\lambda = 21 cm$  [1]. Il risultato è che la velocità si mantiene ad un valore quasi costante di  $v(R) \approx 230 km/s$  fino ad  $R = 5 R_s \approx 30 kpc$  (Figura 2).

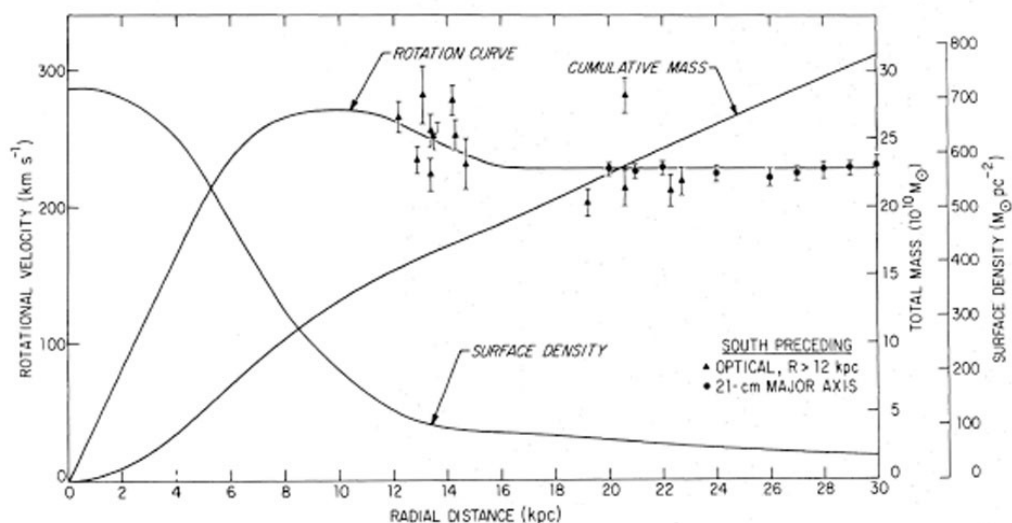


Figura 2: Curva di rotazione di M31.

Una possibile ipotesi per spiegare l'andamento della velocità di rotazione è che esiste un alone di materia oscura che ingloba la galassia visibile, e che è responsabile della gravità necessaria a mantenere legate le stelle e il gas.

Bisogna sottolineare che la galassia M31 non è un caso isolato: la maggior parte delle galassie a spirale hanno evidenziato la presenza di aloni di materia oscura; infatti sono state effettuate misure su migliaia di galassie [1] e si è visto che  $v$  rimane circa costante per  $R > R_s$ . Anche la nostra galassia ha una velocità orbitale che sembra crescere leggermente rispetto a quella kepleriana, per  $R > 15 \text{ kpc}$  [1].

Utilizzando l'equazione (10) ed assumendo che la  $v$  sia costante con il raggio, possiamo stimare la massa totale (barionica più non barionica) di una galassia:

$$M(R) = \frac{v^2 R}{G} = 9.6 \times 10^{10} M_{\odot} \left( \frac{v}{220 \text{ km/s}} \right)^2 \left( \frac{R}{8.5 \text{ kpc}} \right) \quad (13),$$

avendo scalato rispetto ai parametri del Sole.

Dato che la luminosità della nostra galassia è stimata essere  $L_{Gal, B} = 2.3 \times 10^{10} L_{\odot, B}$  [1], questo vuol dire che il rapporto totale massa-luminosità della nostra galassia è

$$\langle M/L_B \rangle_{Gal} \approx 50 M_{\odot}/L_{\odot, B} \left( \frac{R_{alone}}{100 \text{ kpc}} \right) \quad (14),$$

avendo usato  $v = 220 \text{ km/s}$  nella (13).

La quantità  $R_{alone}$  è il raggio dell'alone di materia oscura che circonderebbe il disco luminoso della nostra galassia. Il suo valore esatto è poco conosciuto: ad  $R \approx 20 \text{ kpc}$ , dove esiste l'ultimo gas rivelabile della nostra galassia, la velocità non decresce. Quindi  $R_{alone} > 20 \text{ kpc}$ .

Una stima approssimativa delle dimensioni dell'alone si può ottenere osservando le velocità degli ammassi globulari e delle galassie satellite (come le nubi di Magellano) che orbitano attorno alla nostra galassia. Affinché queste rimangano gravitazionalmente legate, l'alone si deve estendere oltre  $R_{alone} \approx 75 \text{ kpc}$ , il che implica una massa totale della nostra galassia di  $M_{Gal} \approx 8 \times 10^{11} M_{\odot}$ , con un rapporto di massa-luminosità totale di  $\langle M/L_B \rangle_{Gal} \approx 40 M_{\odot}/L_{\odot, B}$ , cioè 10 volte più grande di quello riportato nell'equazione (2) per le stelle; ciò implica che la massa dell'alone sia un ordine di grandezza più grande di quella del disco stellare.

Alcuni astronomi [1] pensano che l'alone si estenda fino a  $R_{alone} \approx 300 \text{ kpc}$ , a metà strada fra la nostra galassia ed M31. Se così fosse, la massa della nostra galassia risulterebbe

essere  $M_{Gal} \approx 3 \times 10^{12} M_{\odot}$ , ed il rapporto massa-luminosità sarebbe  $\langle M/L_B \rangle_{Gal} \approx 150 M_{\odot}/L_{\odot,B}$ .

Se la nostra galassia ha un alone di materia oscura di massa da 10 a 40 volte quella della sua componente stellare, il suo parametro di densità (comprensivo di barioni e materia oscura) deve allora essere

$$\Omega_{Gal,0} = (10 \rightarrow 40) \Omega_{*,0} \approx 0.04 \rightarrow 0.16 \quad (15)$$

Confrontando questo risultato con la (7), risulta evidente che parte dell'alone che circonda la nostra galassia non può essere costituito di sola materia barionica.

### 1.3 La materia oscura negli ammassi di galassie

Il primo astronomo ad evidenziare l'esistenza di un grande quantitativo di materia oscura negli ammassi di galassie fu F. Zwicky nel 1937 [5], studiando l'ammasso di galassie di Coma (Figura 1). Analizzando la dispersione della velocità radiale delle galassie dell'ammasso, Zwicky concluse che le stelle ed il gas visibile non potevano fornire da soli l'attrazione gravitazionale sufficiente a mantenere l'ammasso compatto e quindi che l'ammasso doveva contenere una grande quantità di materia oscura.

Le conclusioni di Zwicky si basavano sullo studio della dinamica di un sistema ad N corpi: consideriamo un ammasso che contiene  $N$  galassie, ognuna delle quali approssimabile ad un punto materiale di massa  $m_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ), posizione  $\vec{x}_i$  e velocità  $\dot{\vec{x}}_i$ . Gli ammassi sono oggetti legati gravitazionalmente che non si espandono con il flusso di Hubble, ed infine le galassie al loro interno si muovono con velocità non relativistiche. Possiamo quindi usare la dinamica Newtoniana, scrivendo la formula per l'accelerazione dell' $i$ -esima galassia come

$$\ddot{\vec{x}}_i = G \sum_{j \neq i} m_j \frac{\vec{x}_j - \vec{x}_i}{|\vec{x}_j - \vec{x}_i|^3} \quad (16),$$

assumendo che il sistema non risenta della gravità esterna dovuta ad altri ammassi lontani.

L'energia potenziale gravitazionale del sistema sarà

$$W = -\frac{G}{2} \sum_{j \neq i} \frac{m_i m_j}{|\vec{x}_j - \vec{x}_i|} \quad (17),$$

che può essere riscritta come

$$W = -\alpha \frac{GM^2}{r_h} \quad (18),$$

dove  $M = \sum m_i$  è la massa totale di tutte le galassie dell'ammasso,  $\alpha$  è un fattore numerico dell'ordine dell'unità che dipende dal profilo di densità dell'ammasso ( $\alpha \approx 0.4$  [1]), mentre  $r_h$  è il *raggio a metà massa dell'ammasso* (raggio di una sfera centrata nel centro dell'ammasso contenente metà massa). L'energia cinetica associata al moto relativo delle galassie all'interno l'ammasso è

$$K = \frac{1}{2} \sum_i m_i |\dot{\vec{x}}_i|^2 \quad (19),$$

che a sua volta può essere riscritta come

$$K = \frac{1}{2} M \langle v^2 \rangle \quad (20),$$

introducendo la *velocità quadratica media*  $\langle v^2 \rangle$  (pesata sulla massa) di tutte le galassie dell'ammasso:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{1}{M} \sum_i m_i |\dot{\vec{x}}_i|^2 \quad (21).$$

Ora il *teorema del viriale* afferma che:

$$\ddot{I} = 2W + 4K \quad (22),$$

dove

$$I = \sum_i m_i |\vec{x}_i|^2 \quad (23)$$

è il momento d'inerzia dell'ammasso rispetto al centro di massa. Assumendo che il sistema sia stazionario (non in espansione o contrazione),  $I = \text{costante} \Rightarrow \ddot{I} = 0$  si ottiene

$$K = -\frac{W}{2} \quad (24).$$

In un tale sistema, stazionario e auto-gravitante, l'energia cinetica è in valore assoluto uguale a metà dell'energia potenziale. Inserendo la (18) e la (20) nella (24) otteniamo

$$M = \frac{\langle v^2 \rangle r_h}{\alpha G} \quad (25),$$

che è formalmente identica alla (13) ricavata per una singola galassia. Questa equazione ci permette di stimare la massa dell'ammasso di galassie o di qualsiasi altro sistema stazionario autogravitante. L'applicazione della formula (25) al caso reale dell'ammasso di Coma, è complicata dal fatto che non possiamo misurare direttamente  $\langle v^2 \rangle$  ed  $r_h$ . Ad

esempio, possiamo ricavare la velocità di ciascuna galassia lungo la linea di vista misurandone il redshift, ma non possiamo ricavarne direttamente la velocità lungo la componente perpendicolare alla linea di vista.

Misurando il redshift di centinaia di galassie la si ottiene come valor medio [1]

$$\langle z \rangle = 0.0232 \quad (26),$$

che corrisponde ad una velocità radiale media

$$\langle v_r^2 \rangle = c \langle z \rangle = 6960 \text{ km/s} \quad (27),$$

e ad una distanza di

$$d_{Coma} = \frac{c}{H_0} \langle z \rangle = 99 \text{ Mpc} \quad (28),$$

essendo  $c \approx 3 \times 10^{10} \text{ cm/s}$  la velocità della luce ed  $H_0 = 70 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  la costante di Hubble.

La dispersione di velocità lungo la linea di vista risulta quindi essere

$$\sigma_r = \langle (v_r - \langle v_r \rangle)^2 \rangle^{1/2} = 880 \text{ km/s} \quad (29)$$

Se assumiamo che la dispersione di velocità sia isotropica, allora la *velocità quadratica media tridimensionale* sarà tre volte quella unidimensionale

$$\langle v^2 \rangle = 3 \sigma_r^2 = 3 \times (880 \text{ km/s})^2 = 2.32 \times 10^6 \text{ km}^2 \text{ s}^{-2} \quad (30)$$

La stima del raggio a metà massa  $r_h$  è ancora più difficoltosa di quella di  $\langle v^2 \rangle$ , in quanto non conosciamo la distribuzione di materia oscura. Dobbiamo quindi introdurre delle ipotesi iniziali: se assumiamo che l'ammasso sia sferico e che il rapporto massa-luminosità sia costante con il raggio, allora la sfera che contiene metà massa dell'ammasso ha lo stesso raggio della sfera che contiene metà luminosità dello stesso. In questo caso le osservazioni indicano che

$$r_h \approx 1.5 \text{ Mpc} \approx 4.6 \times 10^{24} \text{ cm} \quad (31)$$

Possiamo quindi stimare la massa dell'ammasso di Coma come

$$M_{Coma} = \frac{\langle v^2 \rangle r_h}{\alpha G} = \frac{(2.32 \times 10^{16} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2})(4.6 \times 10^{24} \text{ cm})}{0.4(6.7 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2} \text{ g}^{-2})} \approx 4 \times 10^{48} \text{ g} \approx 2 \times 10^{15} M_\odot \quad (32)$$

Risulta quindi che meno del 2% della massa è costituita da stelle:  $M_{coma,*} \approx 3 \times 10^{13} M_\odot$ ,

mentre solo il 10% da gas caldo intergalattico:  $M_{coma,gas} \approx 2 \times 10^{14} M_\odot$ . Inoltre si ottiene un rapporto massa-luminosità ( $L_{coma,B} = 8 \times 10^{12} L_{\odot,B}$ ) pari a

$$\left\langle \frac{M}{L_B} \right\rangle_{Gal} \approx 250 \frac{M_\odot}{L_{\odot,B}} \quad (33),$$

molto maggiore di quello della nostra galassia (equazione (14)).

La presenza di un grande quantitativo di materia oscura, è confermata anche dal fatto che i gas caldi intergalattici che emettono in banda X (Figura 1 a destra) rimangono in posizione senza espandersi. Se non ci fosse la materia oscura a trattenerli gravitazionalmente, questi si espanderebbero oltre l'ammasso in tempi scala più brevi del tempo di Hubble ( $H_0^{-1} = 14.0 \pm 1.4 \text{ Gyr}$ ).

La temperatura e la densità dei gas caldi possono fornire un' ulteriore stima della massa: la pressione e la densità devono obbedire all'*equazione dell'equilibrio idrostatico*, per la quale si suppone che la pressione del gas si opponga al collasso gravitazionale

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2} \quad (34)$$

dove  $P$  = pressione del gas,  $M(r)$  = massa contenuta in una sfera di raggio  $r$ ,  $\rho(r)$  = densità al raggio  $r$ . Alle temperature e densità dei gas intergalattici vale la legge dei gas perfetti

$$P = \frac{k\rho T}{\mu m_p} \quad (35)$$

dove:  $T$  = temperatura del gas,  $\mu$  = massa in unità del protone ( $m_p$ ),  $k$  = costante di Boltzmann. Combinando la (34) e la (35) otteniamo la massa in funzione del raggio

$$M(r) = \frac{kT(r)r}{G\mu m_p} \left[ -\frac{d \ln(\rho)}{d \ln r} - \frac{d \ln(T)}{d \ln r} \right] \quad (36),$$

avendo assunto  $\mu$  costante con il raggio.

I raggi X emessi dal gas caldo intergalattico sono dovuti ad una combinazione di emissione di bremsstrahlung (dovuta all'accelerazione di elettroni liberi, causata da protoni e nuclei di elio) e di righe di emissione del ferro e di altri elementi pesanti, altamente ionizzati.

Facendo un fit dello spettro su modelli matematici di emissione, è possibile calcolare la temperatura, densità e composizione chimica del gas. Ad esempio nel caso dell'ammasso di Coma [1] si ottiene  $kT \approx 9 \text{ keV}$  mediato sull'intero ammasso, ed una massa di  $\approx 2 \times 10^{15} M_\odot$  entro  $3.6 \text{ Mpc}$  dal centro (consistente con la massa ricavata con il teorema del viriale).

Dalle stime su altri ammassi [1] si ottengono rapporti massa-luminosità nell'intervallo  $200 \leq M_\odot/L_{\odot,B} \leq 300$ . Quindi l'ammasso di Coma contiene un quantitativo di materia oscura in accordo con tali stime.

Mediando sul contributo di tutti gli ammassi si ricava il parametro di densità [1]

$$\Omega_{Amm,0} \approx 0.2 \quad (37).$$

Tale valore costituisce un limite inferiore alla densità di materia nell'universo, poiché non comprende la materia rarefatta distribuita nel vuoto fra gli ammassi.

## 1.4 Le lenti gravitazionali

Secondo la *teoria della relatività* di Einstein [1], la gravità può influenzare sia la traiettoria della materia che quella dei fotoni. Il che significa che la gravità (dovuta anche alla materia oscura) può modificare il percorso della luce, ed in particolare può agire come una *lente*. Tale fenomeno può essere usato per evidenziare la presenza di materia oscura nell'universo, all'interno della nostra galassia o al di fuori di essa, o negli ammassi di galassie più distanti.

Consideriamo ad esempio l'alone che circonda la nostra galassia: parte della materia non visibile dell'alone è costituita da oggetti compatti e massivi, come nane brune, nane bianche, stelle di neutroni e buchi neri (genericamente denominati *MACHO*, acronimo di *Massive Compact Halo Objects*). Se un fotone passa vicino ad un tale oggetto, con un parametro di impatto  $b$ , la curvatura locale dello spazio-tempo provoca la deflessione della traiettoria del fotone di un angolo

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 b} \quad (38),$$

dove  $M$  è la massa dell'oggetto compatto (Figura 3).

Ad esempio, la luce di una stella distante che sfiora la superficie di un oggetto di massa e dimensioni pari a quelle del Sole, è deflessa di un angolo pari ad

$$\alpha = \frac{4GM_{\odot}}{c^2 R_{\odot}} = 1.7 \text{ arcsec} \quad (39).$$

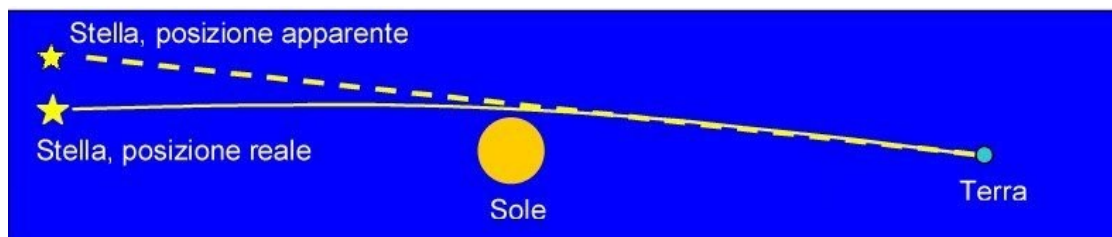


Figura 3: deflessione gravitazionale della luce.

Supponiamo che un *MACHO* presente nell'alone della nostra galassia, passi tra un osservatore nella nostra galassia e una stella lontana della Grande Nube di Magellano. La deflessione della luce produce un'immagine distorta e amplificata della stella lontana. Se il *MACHO* è esattamente lungo la linea di vista fra l'osservatore e la stella l'immagine prodotta è un anello perfetto di raggio angolare

$$\theta = \sqrt{\frac{4GM}{c^2 d} \frac{1-x}{x}} \quad (40),$$

dove  $M$  è la massa del *MACHO*,  $d$  è la distanza fra l'osservatore e la stella,  $x$  è la distanza fra l'osservatore ed il *MACHO*, con  $0 < x < 1$ . L'angolo  $\theta$  è noto come *raggio di Einstein* [1].

Se invece il *MACHO* non è esattamente lungo la linea di vista, l'immagine risultante è distorta in due o più archi (Figura 4).

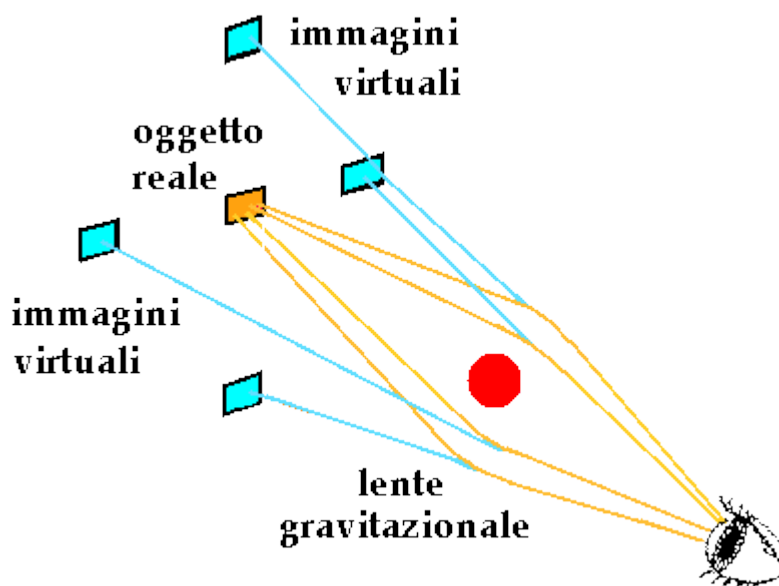


Figura 4: immagini virtuali prodotte dal lensing gravitazionale.

I gruppi di ricerca che indagano sui *MACHO*, hanno trovato un numero limitato di questi oggetti nell'alone della nostra galassia. Questi oggetti, con masse tipiche  $M > 0.15 M_{\odot}$ , sono presenti in una percentuale non superiore al 20% della massa totale dell'alone. Se ne deduce che la maggior parte della materia presente nell'alone oscuro della nostra galassia è fluida e distribuita, anziché essere condensata in oggetti di massa dell'ordine di una massa solare.

Le lenti gravitazionale sono presenti a qualsiasi scala di masse. Ad esempio in Figura 5 è mostrata una foto (ripresa dal telescopio Hubble) dell'ammasso di galassie *Abel 2218*, di redshift  $z = 0.18$  e distanza  $d = 770 \text{ Mpc}$ : sono evidenti degli archi luminosi, che non sono altro che galassie che stanno dietro l'ammasso (a  $z > 0.18$ ), le cui immagini sono ingrandite e deformate gravitazionalmente dalla sua massa.



Figura 5: *Lensing gravitazionale nell'ammasso Abel 2218.*

Anche in questo caso la massa si può stimare misurando l'angolo di deflessione della luce proveniente dalle galassie di sfondo. Il risultato che si ottiene è in accordo con quelli ricavati applicando il *teorema del viriale* (sulle galassie interne all'ammasso), o applicando l'*equilibrio idrostatico* del gas.

Il fatto che le stime ottenute siano in accordo è un risultato di carattere generale che vale per la maggior parte degli ammassi di galassie [1].

## **1.5 Fluttuazioni di temperatura nella radiazione cosmica di fondo**

Esiste un fondo cosmico di fotoni che risale ai tempi in cui l'universo era abbastanza denso e caldo da essere opaco alla radiazione. A quell'epoca la materia barionica (per la maggior parte idrogeno) era ionizzata, e i fotoni e gli elettroni erano soggetti a scattering Thomson,

quindi erano termalizzati e rimanevano accoppiati. In questo periodo la termalizzazione dei fotoni ha reso lo spettro della radiazione molto simile a quello di un corpo nero. Poi l'universo si è espanso e raffreddato ad una temperatura inferiore a quella di ionizzazione e gli atomi sono diventati neutri (*epoca di ricombinazione*). Via via che la temperatura decresceva, diminuiva anche la probabilità di interazione tra i fotoni e gli elettroni atomici (*epoca di disaccoppiamento*). Così l'universo è diventato trasparente alla radiazione e ad un certo istante ( $t_{ls} \approx 0.35 \text{ Myr}$  dal Big Bang) i fotoni hanno smesso di interagire definitivamente con la materia, diventando liberi di fluire (*epoca dell'ultimo scattering*). Quindi, in un tempo relativamente breve, l'universo in espansione è passato dal buio alla luce. Possiamo immaginare una superficie che racchiude l'universo luminoso, che si espande dall'istante dell'ultimo scattering (*superficie di last scattering* (Figura 6)): è da tale superficie che provengono i fotoni della radiazione cosmica di fondo, detta *CMB* (*Cosmic Microwave Background*).

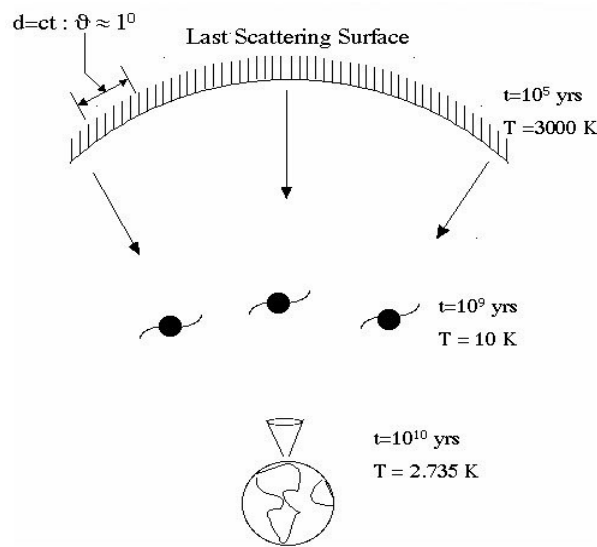


Figura 6: Superficie di last scattering

All'epoca dell'ultimo scattering (redshift  $z_{ls} \approx 1100$ ) la temperatura della *CMB* era mediamente di 3000 K, mentre attualmente risulta

$$\langle T \rangle = T_0 = 2.725 \text{ K} \quad (41)$$

con picco di emissione nella lunghezza d'onda  $\lambda \approx 2 \text{ mm}$  (a causa del picco di emissione nella banda delle microonde la *CMB* non può essere vista dall'occhio umano, ma se si potesse vedere apparirebbe come un fondo uniformemente luminoso). L'attuale densità di energia della *CMB* è

$$\varepsilon_{\gamma,0} = \alpha T_0^4 = 0.261 \text{ eV cm}^{-3} \quad (42).$$

Poiché l'energia per fotone è piccola ( $\langle hv \rangle = 6.34 \times 10^{-4} \text{ eV}$ ), la densità numerica di fotoni nell'universo è grande

$$n_{\gamma,0} = 411 \text{ cm}^{-3} \quad (43)$$

ed il rapporto fra barioni e i fotoni della *CMB* nell'universo è

$$\eta = \frac{n_{\text{bari},0}}{n_{\gamma,0}} \approx \frac{2.2 \times 10^{-7}}{411} \approx 5 \times 10^{-10} \quad (44) \quad [1].$$

La misura dello spettro della *CMB*, effettuata per la prima volta nel 1989 dal satellite *COBE* (*COsmic Background Explorer*) [1], ha portato importanti risultati; innanzi tutto in qualsiasi posizione angolare ( $\theta, \varphi$ ) nel cielo, lo spettro della radiazione è molto vicino a quello di un corpo nero ideale (Figura 7).

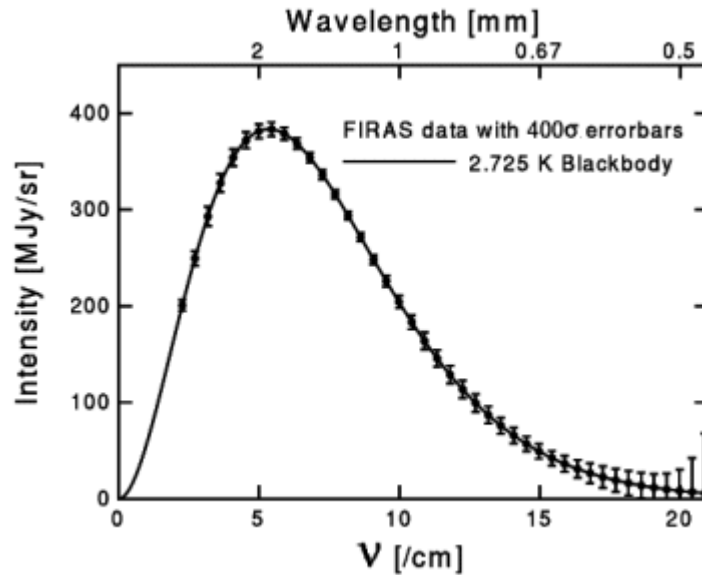


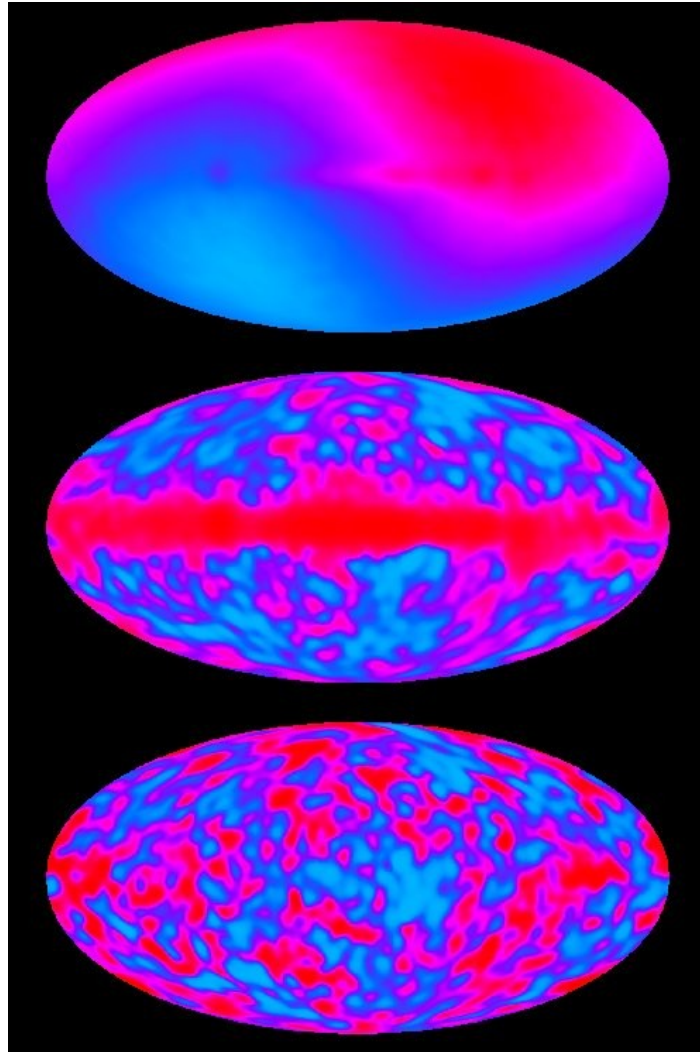
Figura 7: Spettro della *CMB* misurato dal satellite *COBE*.

Inoltre, a causa dell'effetto Doppler dovuto al moto relativo del satellite rispetto alla *CMB*, metà dello spettro risulta spostato leggermente verso il blu (temperatura più alta), mentre metà è spostata leggermente verso il rosso (temperatura più bassa). Questo effetto è noto come “distorsione di dipolo della *CMB*” (Figura 8 in alto).

Infine, dopo aver eliminato dallo spettro misurato gli effetti dovuti alla distorsione di dipolo, si evidenziano fluttuazioni di temperatura nello spettro di piccola ampiezza

$$\langle (\delta T/T)^2 \rangle^{1/2} = 1.1 \times 10^{-5} \quad (45)$$

e la radiazione risulta praticamente isotropa (Figura 8 in basso).



*Figura 8: Mappe della CMB misurate dal satellite COBE. La prima in alto mostra l'anisotropia di dipolo, quella centrale l'emissione galattica, mentre l'ultima mostra esclusivamente il segnale della CMB.*

Queste caratteristiche fanno della CMB una delle prove più convincenti a favore del modello cosmologico di *Big Bang*. Infatti la radiazione non avrebbe ragione di esistere, se l'universo non avesse avuto una fase iniziale densa e calda.

La distorsione di dipolo della CMB, visibile in Figura 8 in alto, come detto, è dovuta al fatto che il nostro sistema di riferimento è accelerato verso una zona ad alta densità di materia. Cioè al fatto che l'universo attualmente non è perfettamente omogeneo (a redshift

$z = 0$ ). La distorsione su piccola scala invece, visibile in figura 8 in basso, è dovuta al fatto che l'universo non era perfettamente omogeneo all'epoca dell'ultimo scattering dei fotoni con la materia.

Le fluttuazioni impresse nella CMB all'epoca dell'ultimo scattering, si sono ingrandite con l'espansione dell'universo da quell'epoca ad ora. Esperimenti più recenti di *COBE* ed a più alta risoluzione, come *MAXIMA*, *DASI*, *BOOMERANG* e *WMAP*, mostrano fluttuazioni dell'ordine di  $l \approx 0.04 \text{ Mpc}$  all'epoca dell'ultimo scattering, corrispondenti ad  $l (1+z_{ls}) \approx 40 \text{ Mpc}$  adesso (la dimensione attuale di un super-ammasso di galassie).

La *distanza di Hubble* ai tempi dell'ultimo scattering era  $c / H(z_{ls}) \approx 0.2 \text{ Mpc}$ , mentre la distanza dalla *superficie di ultimo scattering* era  $d_A \approx 13 \text{ Mpc}$ . Quindi possiamo ricavare una dimensione di scala angolare (vista dalla Terra), su cui valutare le fluttuazioni (Figura 6)

$$\theta_H = \frac{c/H(z_{ls})}{d_A} = \frac{0.2 \text{ Mpc}}{13 \text{ Mpc}} \approx 0.015 \text{ rad} \approx 1^\circ \quad (46).$$

Consideriamo prima le fluttuazioni su larga scala, con dimensione angolare  $\theta > \theta_H$ : all'epoca del last scattering il rapporto fra la densità di energia di materia oscura e quella dei fotoni era  $\rho_{DM} / \rho_\gamma \approx 4.6$ , mentre il rapporto fra la densità di energia dei fotoni e quella di materia barionica era  $\rho_\gamma / \rho_b \approx 1.4$  [1]. Il che significa che a quei tempi la materia oscura dominava, oltre che sulle altre componenti, anche sul potenziale gravitazionale. Quindi le fluttuazioni nella densità di materia oscura hanno dato origine a fluttuazioni nel potenziale gravitazionale  $\Phi$ , che a loro volta hanno dato origine a fluttuazioni nella temperatura della CMB (*effetto di Wolfe-Sachs*):

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{1}{3} \frac{\delta \Phi}{c^2} \quad (47).$$

Quindi la mappatura della CMB è importante perché ci fornisce una descrizione del potenziale gravitazionale, dovuto in gran parte alla materia oscura, all'epoca del last scattering. Su più piccola scala ( $\theta < \theta_H$ ), l'origine delle fluttuazioni di temperatura è complicata dal fatto che, immediatamente prima del disaccoppiamento dei fotoni dalla materia, i fotoni, gli elettroni ed i protoni costituivano un unico fluido. Tale fluido aveva una densità di energia pari ad un terzo di quella della materia oscura. Per cui si muoveva prima di tutto sotto l'influenza della materia oscura, oltre che della sua auto-gravità, dando origine ad oscillazioni di tipo acustico (variazioni di pressione nel fluido). I picchi di

variazione di temperatura ( $\Delta T$ ) nella *CMB* per  $\theta \approx \theta_H \approx 1^\circ$  rappresentano le buche di potenziale nelle quali il fluido ha ricevuto la massima compressione all'epoca del last scattering. La posizione e l'ampiezza nei picchi di  $\Delta T$  nella *CMB* sono consistenti con un universo piatto (curvatura  $k=0$ ). In Figura 9 sono riportati i risultati degli esperimenti *BOOMERANG* e *MAXIMA* sulla *CMB*, sovrapposti a quelli ottenuti dalle osservazioni delle *supernovae tipo Ia*. I dati delle *supernovae*, ottenuti ponendo in relazione il modulo di distanza ( $m-M$ ) delle sorgenti con il loro redshift  $z$ , sono compatibili con un universo piatto ed in espansione accelerata [1]. La miglior interpolazione dei dati della *CMB* è circa parallela alla retta  $\Omega = 1$  e circa perpendicolare alla regione permessa dai risultati delle *supernovae*. Le regioni cerchiata in nero rappresentano i dati che sono consistenti sia con la *CMB* che con le *supernovae* e che si possono riassumere con i parametri di densità

$$\Omega_0 = \Omega_{DM} + \Omega_{bari,0} + \Omega_{\Lambda,0} = 1, \text{ dove: } \Omega_{DM} + \Omega_{bari,0} = \Omega_{m,0} \approx 0.3; \Omega_{\Lambda,0} \approx 0.7;$$

$$\Omega_{bari,0} = 0.04 \pm 0.02 .$$

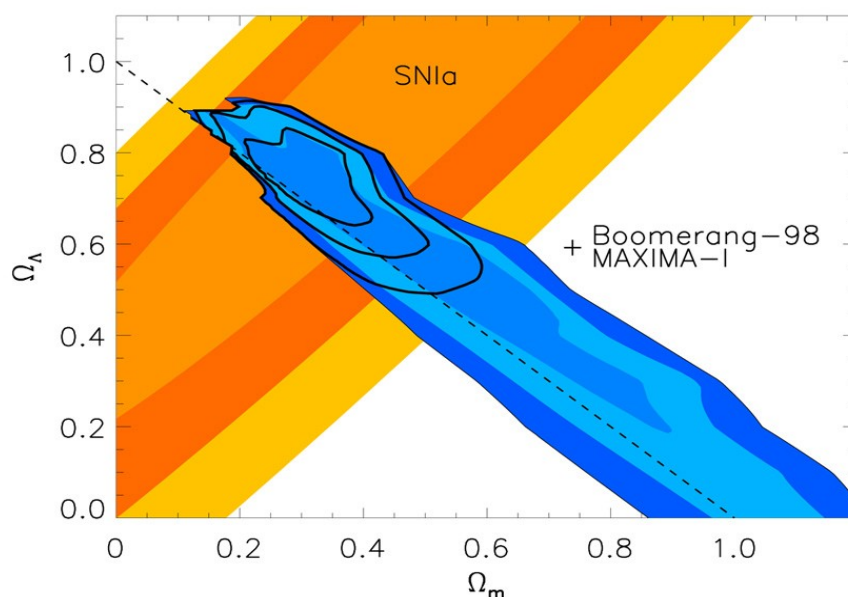


Figura 9: Confronto dei dati della *CMB* e delle *SNIa*. La regione cerchiata in nero più interna, rappresenta i dati consistenti sia con la *CMB* che con le *SNIa*.

La convergenza di tali dati è alla base del “*Modello Standard*“ dell’universo [1], (Figura 10):

1. La materia “convenzionale” barionica costituisce il 4% della densità di energia totale dell’universo. Solo una piccola parte di questa materia è “visibile”; la rimanente è oscura (*dark matter barionica*).
2. Il 23% della densità di energia dell’universo è costituita da materia oscura “non convenzionale”, di natura e caratteristiche ignote (*dark matter non barionica*).
3. Il rimanente 73% dell’energia dell’universo è un’energia “oscura”, di origine e natura ignota, che fa accelerare l’espansione dell’universo rendendo lo spazio “piatto”.

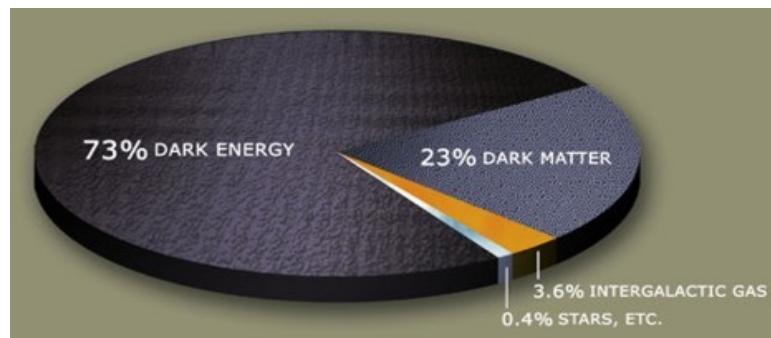


Figura 10: il Modello Standard dell'universo.

## 1.6 Bullet Cluster

Uno dei casi astrofisici più interessanti a favore della tesi della materia oscura è mostrato in figura 11. Si tratta dell'ammasso di galassie denominato 1E 0657-56, noto come "Bullet Cluster" [2],[4].



Figura 11: Bullet Cluster.

L'insolita separazione dei suoi costituenti fornisce l'evidenza più diretta di come materia oscura e materia barionica abbiano proprietà differenti. Questo ammasso, che si è formato circa 150 milioni di anni fa a causa della collisione di due ammassi più piccoli, rappresenta uno degli eventi più energetici conosciuti nell'universo dopo il Big Bang.

Le galassie all'interno dell'ammasso sono visibili in arancio e in bianco, grazie a un'immagine ottica sovrapposta, ottenuta con i telescopi Magellan e Hubble [2]. In genere le galassie negli ammassi sono molto ben spaziate; questo significa che la sezione d'urto per collisione è molto bassa e che quindi difficilmente si scontrano. Anche oggi le galassie del Bullet Cluster continuano a muoversi, lontane dal punto d'impatto degli ammassi d'origine.

Al contrario delle galassie, i gas intergalattici rallentano durante la collisione a causa di una sezione d'urto molto più grande, riscaldandosi ad altissime temperature ed emettendo raggi X. I gas si scontrano con velocità relative dell'ordine di 3000-6000 km/s (Mach 2-3) [3], rispetto all'ammasso principale. In questo modo raggiungono energie dell'ordine delle decine di keV, corrispondenti a temperature dell'ordine di centinaia di milioni di K. Dall'immagine in banda X, rivelata dal satellite Chandra (evidenziata in rosa), si capisce che i gas costituiscono la maggior parte della materia barionica ordinaria dell'ammasso. La formazione a forma di proiettile sulla destra, è dovuta all'onda d'urto formata dal gas dell'ammasso più piccolo che passa attraverso il gas dell'ammasso più grande.

Le aree blu dell'immagine mostrano invece la concentrazione di massa invisibile, ricavata tramite l'effetto di lensing gravitazionale prodotto sulla luce degli oggetti distanti dall'ammasso. Come si può notare, la maggior parte della materia invisibile (blu) è separata dal gas (rosa), che costituisce a sua volta la maggior parte della materia ordinaria. Questo significa che la maggior parte della materia è oscura.

Mentre il gas di ogni ammasso è stato rallentato dall'impatto, le nubi di materia oscura si sono compenstrate ed attraversate, non interagendo fra loro o con il gas, se non gravitazionalmente. Il risultato è che i baricentri delle due nubi di materia oscura si sono allontanati dal baricentro della nube di gas.

La separazione fra i tre ingredienti di ogni ammasso è temporanea: la mutua attrazione gravitazionale delle galassie, dei gas e della materia oscura, riporterà l'ammasso all'usuale configurazione di materia barionica immersa in un alone di materia oscura.

## 1.7 Teorie *MOND*

Esistono teorie alternative alla presenza di materia oscura che possono spiegare il problema delle curve di rotazione delle galassie a spirale: la teoria *MOND* (Modified Newton Dynamics) [6] proposta da M. Milgrom nel 1981, si basa su una modifica alla legge di gravitazione universale di Newton.

Secondo tale teoria la legge di Newton continuerebbe a valere fino a scale di distanza dell'ordine della dimensione del sistema solare, mentre si modificherebbe per dimensioni più grandi.

In tale teoria si assume che la forza gravitazionale agente su una particella di massa  $m$  sia data dalla relazione:

$$F = ma\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) \quad (48),$$

dove  $a$  è l'accelerazione della meccanica di Newton ed  $a_0$  è una nuova costante fondamentale della natura.

Per accelerazioni molto piccole (prodotte da grandi distanze) si assume che

$$\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) = \frac{a}{a_0} \quad (49),$$

mentre per accelerazioni abbastanza grandi (prodotte da piccole distanze)

$$\mu\left(\frac{a}{a_0}\right) = 1 \quad (50).$$

Quindi per grandi distanze vale la relazione

$$\frac{GM}{r^2} = \frac{a^2}{a_0} \Rightarrow a = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} \quad (51).$$

Il vantaggio della (51) è che  $a$  decresce come  $1/r$  anziché come  $1/r^2$ . Quindi uguagliando  $a$  all'accelerazione centripeta  $v^2/r$  otteniamo

$$\frac{v^2}{r} = a = \frac{\sqrt{GMa_0}}{r} \Rightarrow v = (GMa_0)^{1/4} = \text{costante} \quad (52).$$

Inserendo nella (52) un valore opportuno di  $a_0$  si ottiene il giusto valore della velocità misurata.

Ad esempio, nel caso della nostra galassia  $a_0 = 2 \times 10^{-10} \text{ ms}^{-2}$ .

Questa teoria, però, non prevede ancora una spiegazione coerente con il Bullet Cluster ed il lensing gravitazionale. Infatti, se valesse la teoria *MOND*, non si osserverebbe la

separazione fra il gas caldo ed un'enorme quantità di materia invisibile (rivelata con il lensing gravitazionale).

## 1.8 Possibili candidati per la materia oscura

Allo stato attuale vi sono diversi candidati ad essere i costituenti della materia oscura. Alcune ipotesi prevedono che la materia oscura sia costituita da *assioni*, particelle con massa a riposo di  $m_a c^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}$ . Secondo i modelli teorici, gli assioni possono essere prodotti in diversi contesti ed è anche previsto che possano convertirsi in fotoni in presenza di campi elettromagnetici. Questo fenomeno, noto come *effetto Primakoff*, è sfruttato in tutti gli esperimenti che ricercano assioni. L'esperimento ADMX (Axion Dark Matter Experiment) si propone di rivelare, attraverso un campo magnetico di intensità pari a 8 tesla, gli assioni galattici prodotti nei primi stadi di formazione dell'universo. Gli assioni prodotti dal sole, per conversione di fotoni nel plasma, sono ricercati dall'esperimento CAST (Cern Axion Solar Telescope), sfruttando il campo magnetico da 9 tesla prodotto dai magneti di LHC (Large Hadron Collider, al CERN di Ginevra), posizionati su una struttura che permette di seguire i movimenti giornalieri del Sole. Nell'esperimento PVLAS (Polarizzazione del Vuoto con LASer) si è invece cercato di produrre assioni in laboratorio, facendo attraversare un fascio di fotoni da un forte campo magnetico.

La ricerca di assioni ha per ora dato esiti negativi, consentendo solo di escludere regioni nello spazio dei parametri ( $g_{a\gamma} - m_a$ ), dove  $g_{a\gamma}$  rappresenta la costante di accoppiamento nell'interazione assione-fotone ed  $m_a$  è la massa dell'assione.

Altre teorie prevedono che la materia oscura sia costituita da neutrini: esiste infatti un fondo cosmico di neutrini, reliquia dei tempi in cui l'universo era abbastanza denso e caldo da essere opaco ai neutrini, allo stesso modo in cui esiste un fondo cosmico di fotoni (la CMB). I neutrini hanno una densità numerica media di  $n_\nu = 336 \text{ cm}^{-3}$ . Per avere un parametro di densità di materia oscura di  $\Omega_{DM,0} = \Omega_{m,0} - \Omega_{bari,0} \approx 0.26$ , dovrebbero avere una massa a riposo di  $m_\nu c^2 \approx 4 \text{ eV}$ . Le misure sperimentali sulle oscillazioni dei neutrini [1] evidenziano che la loro massa non è nulla (a differenza di quanto assunto nel Modello Standard) ma è comunque piccola ( $<1\text{eV}$  a seconda del loro *sapore* ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ )). Le stime indicano che  $\Omega_{\nu,0} \approx 0.001$ , quindi meno dello 0.5% della materia oscura non barionica.

Vi sono poi le teorie che si basano sull'estensione del *Modello Standard* della fisica delle particelle, come ad esempio il *Modello Supersimmetrico*, che prevedono l'esistenza di nuove particelle, alcune delle quali sono ottimi candidati per il ruolo di materia oscura. Ad esempio il *neutralino*, il *fotino*, il *gravitino*, il *gluino*. Il fatto che non siano mai state viste negli acceleratori di particelle indica che, se esistono, hanno massa molto grande  $m_\nu c^2 > 10 \text{ GeV}$ . Come i neutrini, le particelle supersimmetriche interagiscono con le altre particelle soltanto tramite la gravità e la forza nucleare debole; perciò sono denominate WIMP (*Weakly Interacting Massive Particle*) e sono molto difficili da rivelare.

Le WIMP e gli *assioni* appartengono alla categoria della materia oscura *fredda*, che si muove cioè ad una velocità non relativistica. Invece i neutrini appartengono alla categoria della materia oscura *calda*, che si muove ad una velocità prossima a quella della luce.

Il potenziale gravitazionale dovuto alla materia oscura ha influenzato in passato i primi raggruppamenti di materia. Esistono principalmente due scenari possibili; nel primo scenario a causa della materia oscura fredda si sarebbero formate inizialmente piccole strutture, come piccoli raggruppamenti di stelle, ammassi stellari e piccole galassie. Tali sotto-strutture si sarebbero poi aggregate nel tempo in strutture più grandi, come ammassi e super-ammassi di galassie, fino a generare le macro-strutture che costituiscono l'universo attuale.

Nel secondo scenario, a causa della materia oscura calda, si sarebbero formate inizialmente soltanto le strutture più estese. Gli oggetti più piccoli, come galassie ed ammassi stellari si sarebbero formati in seguito, per frammentazione di quelli più grandi.

Nessuno di questi due scenari alternativi è completamente soddisfacente; bisogna allora pensare ad un modello ibrido in cui contribuiscano entrambi i tipi di materia:

$\Omega_{DM} = \Omega_{calda} + \Omega_{fredda}$ . Si ritiene comunque che il ruolo dominante sia stato giocato dalla materia oscura fredda, come le WIMP.

# CAPITOLO 2

## LA RICERCA DI WIMP

Per quanto riguarda le WIMP, esistono due metodi basilari per rivelarle:

- *rivelazione diretta* attraverso scattering su nuclei bersaglio;
- *rivelazione indiretta*, che sfrutta la possibilità di rivelare i prodotti delle reazioni di annichilazione delle WIMP all'interno degli aloni galattici o nei corpi celesti (come la Terra e il Sole), dove queste particelle possono rimanere gravitazionalmente intrappolate.

### 2.1 Rivelazione diretta di WIMP

Le tecniche di rivelazione diretta appaiono oggi come le più promettenti in grado di evidenziare la presenza di materia oscura. Se le WIMP permeassero la nostra galassia, molte di queste particelle dovrebbero attraversare la Terra, rendendo possibile la loro rivelazione mediante l'interazione con la materia, misurando ad esempio l'energia di rinculo dei nuclei nei processi di scattering.

Gli ingredienti chiave per il calcolo del segnale atteso (in termini di numero di eventi) negli esperimenti sono la densità  $\rho_0$  delle WIMP nella galassia, la loro distribuzione di velocità, la massa  $m_x$  della WIMP e la sezione d'urto WIMP-nucleone  $\sigma_{xn}$ . Infatti il rate atteso di eventi  $R$  può essere stimato come:

$$R \propto N_t \frac{\rho_0}{m_x} \sigma_{xn} \langle v \rangle \equiv R_0 \quad (53),$$

dove  $N_t$  è il numero di nuclei di massa  $m_n$  nel bersaglio e  $\langle v \rangle$  è la velocità media ottenuta dall'integrale  $\int_0^\infty v f(v) dv$  sulla base della distribuzione di velocità  $f(v)$  delle WIMP nell'alone. La massa della WIMP e la sezione d'urto WIMP-nucleone rappresentano due incognite ed è per questo che i risultati delle osservazioni sono espressi in termini di regioni permesse o escluse nel piano ( $\sigma_{xn} - m_x$ ). Stime ragionevoli [8] indicano che:

$$\begin{aligned} \rho_0 &\approx 0.3 \text{ GeV/cm}^3 \\ \langle v \rangle &\approx 270 \text{ Km/s} \end{aligned}$$

La sezione d'urto di interazione  $\sigma_{xn}$  non è nota con precisione, ma si stima (a seconda dei modelli d'urto) che stia nell'intervallo [7] ( $10^{-48} - 10^{-41} \text{ cm}^2$ ).

In Fig. 12 è riportato l'andamento del rate totale di eventi attesi per alcuni tipi di materiale bersaglio; in un esperimento come XENON100 [12] si può raggiungere un rate di circa 10 eventi all'anno, in opportune condizioni e per opportuni valori dei parametri.

Il rate differenziale di eventi in funzione dell'energia può essere espresso come:

$$\frac{dR}{dE_r} \propto N_t \frac{\rho_0}{m_x} \sigma_{xn} \frac{d\langle v \rangle}{dE_r} \quad (54)$$

Considerando che:

1. i limiti d'integrazione per  $\langle v \rangle$  sono in realtà da considerarsi  $v_{min}$  e  $v_{fuga}$ ; dove  $v_{min}$  indica la velocità minima necessaria affinché nello scattering si ottenga un'energia di rinculo rilevabile e  $v_{fuga}$  indica la velocità di fuga delle WIMP dall'alone;
2. per la densità di materia oscura si può considerare il modello di alone a sfera isoterma, la cui distribuzione di velocità segue un andamento maxwelliano;

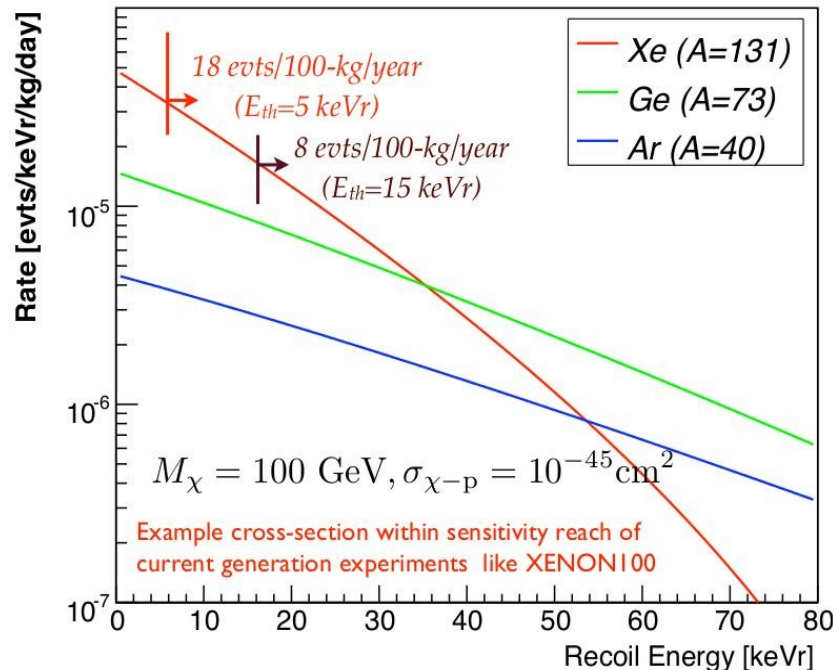


Figura 12: Rate di scattering per WIMP con massa  $m_x = 100 \text{ GeV}$  e sezione d'urto  $\sigma_{xn} = 10^{-45} \text{ cm}^2$ .

3. è necessario introdurre una correzione per la velocità della Terra nell'alone; il flusso osservato dovrebbe avere sia una piccola variazione annuale a causa della variazione della

velocità relativa delle WIMP dovuta al moto della Terra intorno al Sole, sia una più marcata modulazione giornaliera dovuta all'inclinazione dell'asse terrestre;

4. è necessario considerare l'effetto del fattore di forma del nucleo bersaglio  $F(E_r)$  nello scattering.

Il rate differenziale in funzione dell'energia può allora essere espresso come:

$$\frac{dR}{dE_r} = c_1 \frac{R_0}{kE_0} (F(E_r))^2 \exp\left(-c_2 \frac{E_r}{kE_0}\right) \quad (55)$$

con  $c_1$  e  $c_2$  parametri di correzione per la velocità della Terra,  $E_0$  energia caratteristica delle WIMP ottenuta dalla distribuzione di velocità,  $R_0$  dato dalla relazione (53) e

$$k = 4 \cdot m_n \cdot m_x \cdot (m_n + m_x)^{-2}.$$

I processi di scattering considerati possono essere classificati sulla base di alcune importanti caratteristiche [13].

- Scattering *elastico* o *anelastico*: lo scattering elastico di una WIMP con un nucleo di materiale bersaglio consiste nell'urto della WIMP sull'intero nucleo che rincula. Le energie in gioco sono piccole, dell'ordine delle decine di keV. Infatti, considerando una WIMP di massa  $m_x = 100$  GeV ed energia  $E_x = 40.5$  keV, un nucleo di xeno di massa  $m_n \approx 122$  GeV sarà diffuso ad angolo  $\theta = \pi/2$  con un'energia  $E_r$  pari a:

$$E_r = 2 E_x \frac{m_n m_x}{(m_n + m_x)^2} (1 - \cos\theta) \approx 20 \text{ keV} \quad (56).$$

Gli esperimenti attuali sono in grado di raggiungere sensibilità dell'ordine di  $1 \div 10$  keV.

Lo scattering anelastico si ha invece quando la WIMP interagisce con il nucleo, lasciandolo in uno stato nucleare di eccitazione, con la successiva emissione di un fotone di determinata energia.

- Scattering *dipendente* o *indipendente dallo spin*: considerando un'interazione dipendente dallo spin, la sezione d'urto WIMP-nucleone (indicata con  $\sigma_{xn}$  in (53)) è proporzionale a  $J(J+1)$  piuttosto che al numero di nucleoni presenti, dove  $J$  è il numero quantico associato al momento angolare totale del nucleo bersaglio; in questo caso l'utilizzo di nuclei pesanti non garantisce un incremento del numero di eventi. La dipendenza dallo spin può essere verificata scegliendo bersagli con spin differenti.

Per scattering indipendente dallo spin invece, la sezione d'urto aumenta fortemente in relazione alla massa atomica dei nuclei bersaglio (proporzionalmente ad  $A^2$ ) e tende a

dominare sulla precedente sezione d'urto in esperimenti che usano atomi pesanti nei bersagli (come si vede in Fig. 12).

La rivelazione diretta di WIMP richiede che si possano rivelare piccole energie di rinculo per non perdere eventi favorevoli e che i rivelatori siano caratterizzati da un basso rumore di fondo, in quanto il numero atteso di eventi è limitato. Perciò si utilizzano rivelatori con grandi masse di materiale bersaglio e si cerca di inserire l'esperimento in un contesto in cui i segnali dovuti al fondo siano il più possibile ridotti. Tra i segnali di fondo più comuni si possono ricordare, ad esempio, i raggi cosmici. Per ovviare a questo tipo di fondo, che risulterebbe dominante sul segnale, tutti gli esperimenti devono essere situati in laboratori sotterranei. In Fig. 13 [14] è riportato il flusso di muoni in alcuni di questi laboratori.

Un altro fondo pericoloso è costituito dalla radioattività naturale dei materiali in prossimità

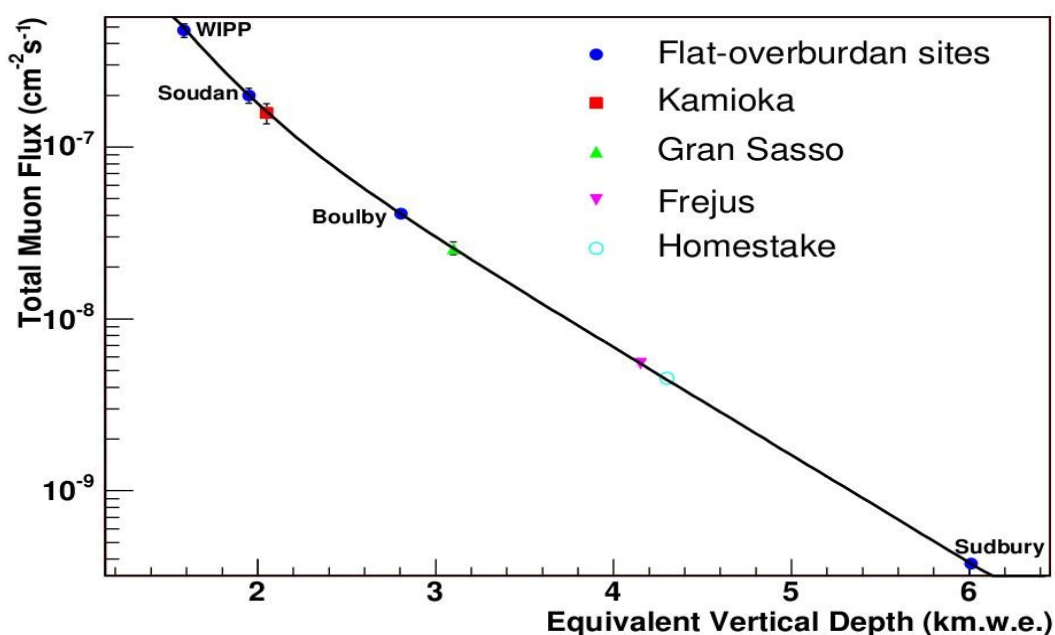


Figura 13: Flusso di muoni in diversi laboratori sotterranei.

del rivelatore, che porta all'emissione di particelle  $\alpha$ , elettroni e raggi  $\gamma$ . Infine, i neutroni costituiscono un fondo particolarmente pericoloso, poiché la loro interazione nel rivelatore è di fatto indistinguibile dall'interazione delle WIMP. Per limitare il fondo si procede a schermare il rivelatore e si utilizzano materiali molto puri per la sua costruzione. Nonostante le precauzioni che si possono prendere per evitare contaminazioni, rimane in

tutti i casi un fondo residuo. E' necessario quindi adottare tecniche di discriminazione per separare il fondo dal segnale, che sfruttano la differente risposta dei rivelatori a particelle di natura diversa.

In Fig. 14 è riportato un elenco dei principali esperimenti per la ricerca diretta di materia oscura. Negli *esperimenti a scintillazione* le particelle che si vogliono rivelare interagiscono con cristalli quali NaI, CsI, CaF<sub>2</sub> o con gas nobili in fase liquida come Xe,

TYPE	DISCRIMINATION TECHNIQUE	TYPICAL EXPERIMENT	ADVANTAGE
Ionization	None (Ultra Low BG)	MAJORANA, GERDA	Searches for $\beta\beta$ -decay, dm additional
Solid Scintillator	pulse shape discrimination	LIBRA/DAMA, NAIAD	low threshold, large mass, but poor discrim
Cryogenic	charge/phonon light/phonon	CDMS, CRESST EDELWEISS	demonstrated bkg discrim., low threshold, but smaller mass/higher cost
Liquid noble gas	light pulse shape discrimination, and/or charge/light	ArDM, LUX, WARP, XENON, XMASS, XMASS-DM, ZEPLIN	large mass, good bkg discrimination
Bubble chamber	super-heated bubbles/droplets	COUPP, PICASSO	large mass, good bkg discrimination
Gas detector	ionization track resolved	DRIFT	directional sensitivity, good discrimination

Figura 14: Principali esperimenti per la ricerca diretta di materia oscura.

Ar, Ne, inducendo l'emissione di fotoni (scintillazione), che possono essere rivelati mediante fotomoltiplicatori. Esperimenti di questo tipo sono DAMA, NAIAD, ANAIS, KIMS e DEAP [15]. Il rivelatore DAMA/LIBRA, situato presso i *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* (LNGS) e costituito da circa 250 kg di NaI, ha pubblicato risultati in cui i segnali evidenziano una modulazione annuale di periodo  $T = (0.999 \pm 0.002)$  y con alta significatività ( $8.9 \sigma$ ) [16]. La modulazione costituisce un'ottima marcatura del segnale WIMP, poiché richiede che molti requisiti specifici siano soddisfatti contemporaneamente, tra cui il fatto che la modulazione deve avere periodo annuale con un massimo intorno al 2 giugno a causa della rotazione della Terra attorno al Sole. E' necessario sottolineare che

molti fenomeni esibiscono modulazione annuale ed è quindi necessario attendere altre conferme.

Negli *esperimenti criogenici* (bolometri) si utilizzano cristalli di Ge, Si, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> o TeO<sub>2</sub> mantenuti a basse temperature. Le interazioni delle particelle generano calore e le piccole variazioni di temperatura possono essere misurate per ottenere un'indicazione dell'energia in gioco nell'evento. E' anche possibile utilizzare lo stesso cristallo simultaneamente come bolometro e come rivelatore a stato solido (o scintillatore). Esperimenti che impiegano queste tecniche sono CDMS, CRESST, ROSEBUD, CUORE ed EDELWEISS [15]. CDMS-II è un esempio di rivelatore ibrido: come bolometro è in grado di misurare tutta l'energia delle particelle, mentre come rivelatore a stato solido rivela solo l'energia persa per ionizzazione.

L'utilizzo di *gas nobili* costituisce la tecnica più promettente per la costruzione di rivelatori di grande massa. Il bersaglio è costituito ad esempio da Xe, Ar o Ne in fase liquida o in fase liquida e gassosa. Tra i rivelatori che utilizzano solo la fase liquida come mezzo di scintillazione, chiamati *rivelatori a singola fase*, si possono elencare XMASS, CLEAN e DEAP [15]. Tra i *rivelatori a doppia fase* che sfruttano anche la fase gassosa si possono ricordare XENON, ZEPLIN, WARP, ArDM e LUX [15].

Il progetto XENON utilizza xeno (Xe) come materiale bersaglio. Alcuni dei vantaggi dell'utilizzo di tale elemento consistono nel fatto che è un ottimo scintillatore (circa  $4 \cdot 10^4$  fotoni/MeV), che è intrinsecamente piuttosto puro e che grazie al numero di massa molto elevato, si può ottenere un alto rate per le interazioni indipendenti dallo spin delle WIMP. Inoltre lo xeno liquido è molto denso (circa  $3 \text{ g/cm}^3$ ), caratteristica che lo rende auto schermante.

Nei *rivelatori a liquido sovra raffreddato* il principio di funzionamento si basa su quello della tradizionale camera a bolle. Il mezzo rivelatore è costituito da un liquido metastabile, cioè un liquido che è stato portato al di sopra del suo punto di ebollizione. La transizione di fase si ha grazie a picchi di calore prodotti dall'energia depositata lungo la traccia dalla particella che attraversa il mezzo; si ha così la formazione di bolle lungo la traccia al superamento di una certa soglia energetica. COUPP, PICASSO e SIMPLE sono tra gli esperimenti che utilizzano questa tecnica [15].

## 2.2 Rivelazione indiretta di WIMP

Oltre alla rivelazione diretta, si cerca anche di osservare i prodotti dell'annichilazione delle *WIMP* all'interno dell'alone galattico, nel Sole o nella Terra stessa. Le reazioni tipiche sono del tipo  $\chi + \bar{\chi} \rightarrow f + \bar{f} + \gamma$ , dove  $\chi = \text{WIMP}$ ,  $f = \text{fermione}$  (neutrino, leptone o quark),  $\gamma = \text{fotone}$ .

La sezione d'urto delle *WIMP* è tanto piccola quanto quella dei neutrini, ma il fatto che siano particelle molto più lente e massive dei neutrini comporta una maggiore probabilità di rimanere intrappolate per effetto della gravità. Il flusso dei prodotti dipende dal rate di annichilazione, proporzionale al quadrato della densità della materia oscura. Ciò fa sì che le regioni a più alta densità di materia oscura siano le zone in cui conviene indirizzare la ricerca. Nel caso di annichilazione nell'alone della galassia, considerando le zone in cui è prevista una più alta densità, come quelle centrali, il segnale potrebbe essere dato da eccessi di positroni, anti-protoni e raggi gamma. In questo caso gli esperimenti sono gli stessi dedicati alla rivelazione di raggi cosmici di alta energia. *PAMELA (Payload for Anti-Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)* è un esperimento su satellite che ha misurato un eccesso nel flusso di positroni per energie superiori ai 10 GeV [7]. Non è però stato rivelato nessun eccesso nel flusso di anti-protoni, che dovrebbe invece essere presente, in quanto, se la materia oscura si annichilasse in elettroni e positroni ( $e^-e^+$ ), dovrebbe annichilarsi anche in protoni e anti-protoni ( $p^-p^+$ ). Sebbene siano possibili scenari in cui l'annichilazione della materia oscura in  $e^-e^+$  sia favorita e quella in  $p^-p^+$  sia sfavorita, è anche possibile che l'eccesso sia imputabile ad oggetti astrofisici standard, quali le pulsar.

Per quanto riguarda i raggi gamma, le energie in gioco sono troppo elevate per permettere la rivelazione da terra. Quando questa radiazione interagisce con l'atmosfera, si ottiene una cascata elettromagnetica e le particelle appartenenti ai raggi cosmici secondari possono essere rivelate direttamente a terra o mediante i fotoni Cherenkov creati durante il loro passaggio in atmosfera. Tra gli esperimenti dedicati alla ricerca di radiazione gamma mediante fotoni Cherenkov si possono ricordare HESS, MAGIC e VERITAS [15]. Altri oggetti astrofisici, come la Terra e il Sole, potrebbero fungere da amplificatori di annichilazione di *WIMP* catturando le particelle di materia oscura, che perderebbero energia attraverso scattering con nucleoni all'interno di tali oggetti. Le uniche particelle in

grado di riuscire ed essere rivelate sarebbero i neutrini; caratteristici di questi eventi sono neutrini molto energetici ( $E \approx 10 \div 100 \text{ GeV}$ , da confrontare con i neutrini solari caratterizzati da  $E \approx 1 \text{ MeV}$ ), che possono essere rivelati grazie agli stessi esperimenti predisposti per lo studio dei neutrini cosmici di alta energia, come AMANDA, ICe Cube, ANTARES, NESTOR e Super Kamiokande [15]. Fino ad oggi da nessuno di questi esperimenti è arrivata alcuna evidenza dell'esistenza di WIMP.

Nel prossimo capitolo sarà descritto l'esperimento XENON, situato presso i *Laboratori Nazionali del Gran Sasso dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare*, dedicato alla rivelazione diretta di materia oscura.

# CAPITOLO 3

## L'ESPERIMENTO XENON PRESSO I LABORATORI NAZIONALI DEL GRAN SASSO

Come evidenziato le attuali osservazioni indicano che circa il 23% di densità di materia-energia nell'universo potrebbe essere composta da materia oscura *fredda*, di natura ancora sconosciuta e soggetta ad indagini. Ottimi candidati al ruolo di materia oscura sono le WIMP, che emergono in diversi modelli fisici sviluppati oltre il Modello Standard (ad esempio nei modelli supersimmetrici). Le WIMP potrebbero essere osservate in esperimenti terrestri, sensibili alla misura delle basse energie di rinculo prodotte negli urti delle WIMP con i nuclei atomici.

Iniziato nel 2002, il progetto XENON si propone di ricercare in modo diretto le WIMP, mediante la loro diffusione elastica su nuclei di xeno (Xe) all'interno di una Time Projection Chamber (TPC). A causa della sezione d'urto prevista molto piccola e dello spettro energetico di rinculo, la sfida principale per l'esperimento (come per tutti gli esperimenti di ricerca diretta della materia oscura) è quella di raggiungere bassissime energie di soglia ed un bassissimo fondo.

### **3.1 Principio di funzionamento del rivelatore**

I rivelatori del progetto XENON fanno parte della categoria di rivelatori a gas nobile.

Una caratteristica importante dello xeno liquido utilizzato in questo esperimento è la produzione sia di portatori di carica che di fotoni in risposta ad un'interazione. I segnali di carica e di scintillazione che si producono sono misurati simultaneamente, in modo da

consentire una misura delle proprietà della particella e delle energie in gioco nell'interazione.

Il cuore del rivelatore è costituito da una TPC a doppia fase (vedi descrizione dettagliata in appendice A), che fornisce una piena ricostruzione tridimensionale di un evento.

A seconda del tipo di particella coinvolta le caratteristiche dei segnali sono diverse; questo permette di distinguere gli eventi dovuti a WIMP da eventi di fondo.

### 3.2 Fasi del progetto

Il progetto XENON, presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, è articolato in tre fasi, ciascuna delle quali coincide con la realizzazione di un rivelatore su scala crescente: XENON10 attivo dal 2005 al 2007, XENON100 attivo dal 2008 e attualmente in fase di acquisizione dati e XENON1T, la cui entrata in funzione è pianificata per il 2014 [18].

Il prototipo XENON10 aveva una massa complessiva di 10 kg di xeno. XENON100 ha una massa di 62 kg di liquido bersaglio, circondata da 99 kg di Xe liquido usato come schermo. Invece XENON1T avrà una massa complessiva di circa 2500 kg di xeno, di cui 1000 kg costituiranno il bersaglio che permetterà di ottenere una sensibilità dell'ordine di  $5 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$  per sezioni d'urto WIMP-nucleone indipendenti dallo spin, due ordini di grandezza al di sotto degli attuali limiti. XENON1T sarà costruito all'interno della sala sperimentale B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) (Figura 15).

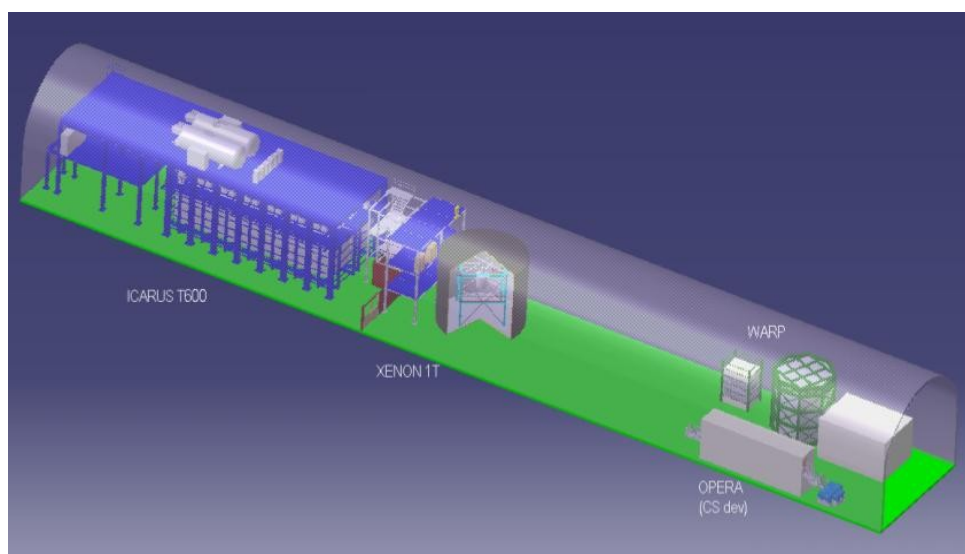


Figura 15: Collocazione del rivelatore XENON1T all'interno della sala sperimentale B dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

### 3.3 Ultimi risultati dell'esperimento XENON100

L'esperimento XENON100 attualmente in fase di acquisizione dati presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso utilizza una quantità maggiore di xeno (161 kg), di cui 62 kg all'interno del bersaglio (corrispondenti a una massa duciale di 48 kg). Sebbene la massa utile sia stata aumentata di un fattore 10 rispetto a XENON10, il background è ridotto di un fattore 100, grazie al lavoro di ricerca svolto sulla base dell'esperienza acquisita nella fase precedente. La descrizione dettagliata del rivelatore è presentata in Appendice A.

Dopo 13 mesi di acquisizione dati (dal 2011 al 2012), corrispondenti a 225 giorni di esposizione di 34 kg di xeno di bersaglio, ha recentemente pubblicato i risultati che non evidenziano interazioni di materia oscura [11]. Infatti i due eventi candidati osservati nell'intervallo d'energia di scattering predefinito di (6.6 – 30.5) keV, sono consistenti con il valore di aspettazione del segnale di fondo di  $(1.0 \pm 0.2)$  eventi. I risultati sono riassunti nel grafico sezione d'urto-massa delle WIMP riportato in figura 16.

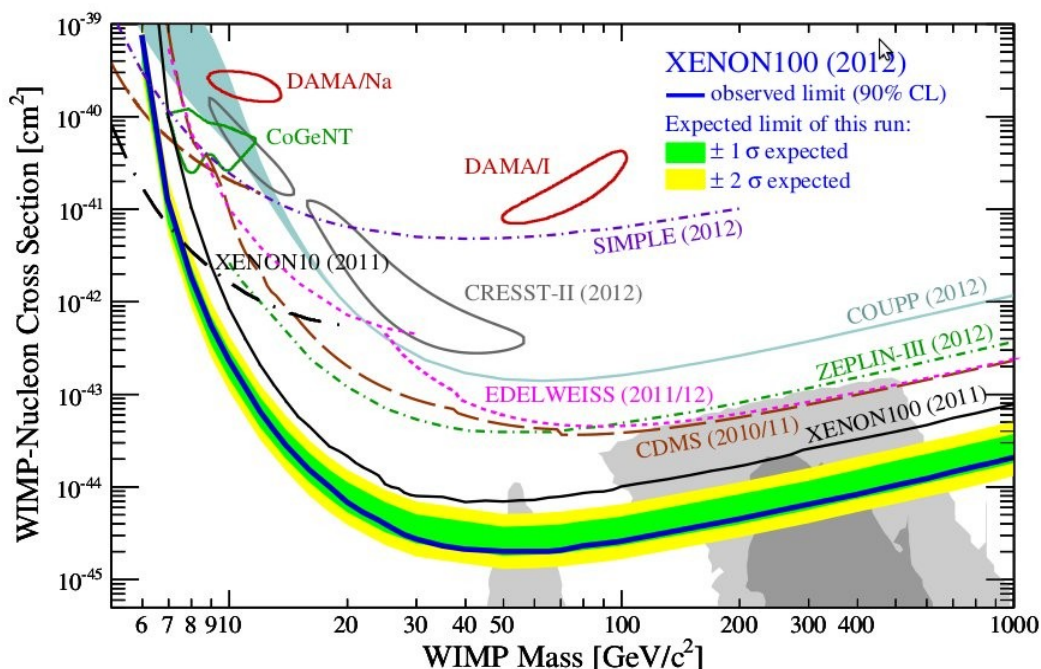


Figura 16: Nuovi risultati dell'esperimento Xenon100 sulla sezione d'urto WIMP-nucleone, indipendente dallo spin, in funzione della massa della WIMP.

Come si può notare l'analisi dei dati pone un limite stringente alla sezione d'urto di scattering WIMP – nucleone indipendente dallo spin, per masse di WIMP superiori a 8

GeV/c<sup>2</sup>. Da questa analisi risulta che la sezione d'urto ha un valore minimo di  $2 \times 10^{-45}$  cm<sup>2</sup> a 55 GeV/c<sup>2</sup>, con un livello di confidenza del 90% (vedi Figura 16) [11].

Come si può notare sempre da Figura 16, i risultati di XENON100 restringono l'area di ricerca sul piano ( $\sigma_{WIMP} - m_{WIMP}$ ), tendendo ad escludere o a limitare le aree di interesse degli altri esperimenti di ricerca della materia oscura [11].

L'esperimento è tuttora in fase di acquisizione dati ed inoltre l'esperienza acquisita con XENON100 permetterà di costruire XENON1T, in cui la massa di Xenon liquido utilizzato come bersaglio sarà di circa 1 tonnellata; l'aumento della massa di Xenon liquido unita ad un'attenta campagna di riduzione delle possibili sorgenti di fondo permetterà di raggiungere sensibilità dell'ordine di  $5 \cdot 10^{-47}$  cm<sup>2</sup> per sezioni d'urto indipendenti dallo spin, due ordini di grandezza al di sotto degli attuali limiti.

# Conclusioni

La maggior parte della massa dell'universo è costituita da materia debolmente interagente con la materia ordinaria, definita materia oscura. Tra i vari candidati al ruolo di costituenti della materia oscura, le WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) sono tra le particelle più accreditate. Si pensa di poter rivelare direttamente le WIMP per mezzo di scattering su nuclei bersaglio in rivelatori collocati in laboratori sotterranei. A causa delle deboli interazioni caratteristiche di tali particelle, il numero atteso di eventi è piuttosto basso (minore di 1 evt/kg/day) e sono perciò necessari rivelatori di grande massa caratterizzati da segnali di background estremamente ridotti.

L'utilizzo di gas nobili in fase liquida, che rappresenta una delle tecniche più promettenti, permette di raggiungere le sensibilità richieste dalla ricerca delle WIMP.

L'esperimento XENON100, attualmente in fase di acquisizione dati presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, è costituito da una TPC a doppia fase di Xenon liquido e gassoso. La massa totale di Xenon contenuta nel rivelatore è pari a 161 kg di Xenon, dei quali 62 kg costituiscono la massa bersaglio mentre i restanti 99 kg sono utilizzati come schermo dai segnali di fondo. I recenti risultati dell'esperimento XENON100 pongono un limite stringente alla sezione d'urto di scattering WIMP – nucleone indipendente dallo spin, per masse di WIMP superiori a  $8 \text{ GeV}/c^2$ . Da questa analisi risulta che la sezione d'urto ha un valore minimo di  $2 \times 10^{-45} \text{ cm}^2$  a  $55 \text{ GeV}/c^2$ , con un livello di confidenza del 90%; inoltre gli stessi risultati tendendo ad escludere o a limitare le aree di interesse degli altri esperimenti di ricerca della materia oscura

L'esperimento XENON1T, evoluzione dell'esperimento XENON100, è progettato per avere una massa fiduciale di 1.1 t di xeno liquido, che permetterà di raggiungere nella ricerca delle WIMP una sensibilità dell'ordine di  $5 \cdot 10^{-47} \text{ cm}^2$  per sezioni d'urto indipendenti dallo spin, due ordini di grandezza al di sotto degli attuali limiti. Per raggiungere tale obiettivo occorre studiare accuratamente le fonti di background. Le proprietà autoschermanti dello xeno liquido, unite ad un'attenta campagna di indagine sui materiali da utilizzare nella costruzione del rivelatore ed a sistemi di purificazione dello xeno stesso, permetteranno di ridurre le fonti di background intrinseco a livelli trascurabili. Allo stesso tempo, l'utilizzo di uno schermo d'acqua equipaggiato con fotomoltiplicatori

(PMT) permetterà di ridurre il fondo dovuto alla radioattività naturale (raggi gamma e neutroni da reazioni di tipo  $(\alpha, n)$ ), ma anche di rivelare il passaggio dei muoni cosmici che possono a loro volta generare neutroni.

# Appendice A

## Studio dettagliato del funzionamento di una camera a proiezione temporale

Il concetto di *camera a proiezione temporale monofase* (*time projection chambers*: TPC), per un rivelatore di grandi dimensioni ad argon liquido, dedicato alla rivelazione e studio del decadimento dei protoni, ai neutrini solari ed altri rari fenomeni della fisica delle particelle, è stato proposto per la prima volta da Carlo Rubbia nel 1977 [10]. Questo tipo di rivelatore può fornire le coordinate tridimensionali degli eventi, la misura della loro energia e il riconoscimento delle particelle interagenti.

Nel caso dell'esperimento XENON per la ricerca di particelle di materia oscura (WIMP), si utilizza xeno in doppia fase: liquida e gassosa. In questo caso si parla di *camera a proiezione temporale a doppia fase*.

### A.1 Principio di funzionamento del rivelatore

Tutti i materiali scintillatori possono emettere luce direttamente, quando sono attraversati da particelle che rilasciano la loro energia. I loro atomi si eccitano e poi si diseccitano emettendo fotoni. In questo caso si parla di *scintillazione diretta*. Nei gas rari poi, l'energia depositata nello scattering della radiazione incidente può essere spesa anche nella produzione di coppie ione – elettrone, atomi eccitati ed elettroni liberi (elettroni di sub-eccitazione, con energia cinetica inferiore a quella del primo livello eccitato). I processi di ricombinazione generano molecole biatomiche eccitate (dimeri) ed atomi eccitati, che a loro volta si ricombinano generando atomi neutri nello stato fondamentale ed emettendo fotoni.

Una caratteristica importante dello xeno liquido (LXe) è quindi la produzione sia di portatori di carica che di fotoni in risposta ad un'interazione. I segnali di carica e di scintillazione possono essere misurati in modo da ottenere una misura delle proprietà della particella e delle energie in gioco nell'interazione.

La lunghezza d'onda dei fotoni emessi dallo xeno per scintillazione è di 178 nm (ultravioletto) [10]. Il cuore del rivelatore XENON100 è costituito da una TPC a due fasi (schematicamente mostrata in Figura 17 a sinistra), contenuta all'interno di un criostato che permette di mantenere la temperatura di circa 160 K, alla quale lo xeno è in fase liquida.

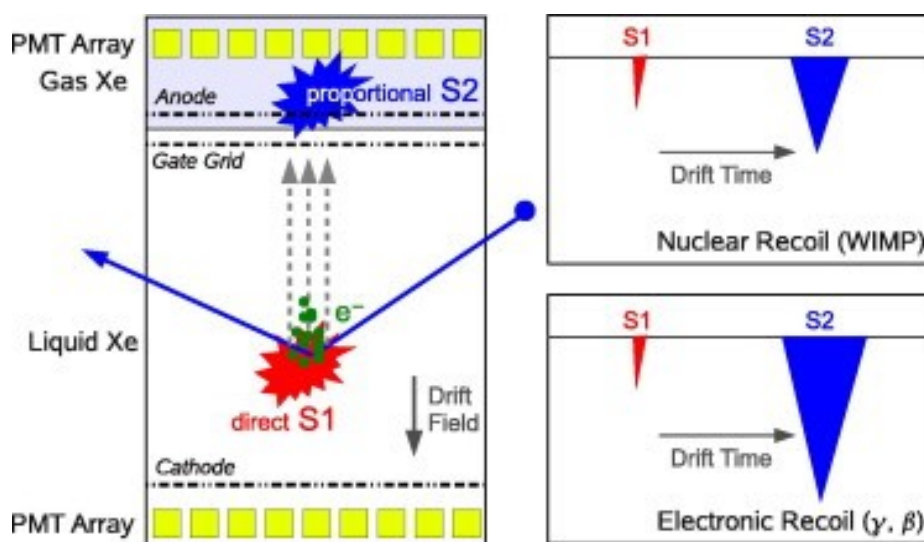


Figura 17: Schema di TPC.

Alla base e alla sommità della camera si trovano rispettivamente un catodo e un anodo, che consentono di generare un campo elettrico all'interno dello xeno, le cui due fasi, liquida e gassosa, sono separate da una griglia che permette di mantenere il campo elettrico a valori diversi in queste due zone. La funzione del campo elettrico è quella di trasferire gli elettroni prodotti per ionizzazione dalla fase liquida dello xeno a quella gassosa, dove si ha scintillazione proporzionale. Alle estremità della camera si trovano due gruppi di fotomoltiplicatori per rivelare la luce di scintillazione.

Sempre in Figura 17 è illustrato il principio di funzionamento della TPC. Quando avviene un'interazione nella zona sensibile del rivelatore (la fase liquida dello xeno), si ha

scintillazione che determina il segnale primario (denominato S1) e la produzione di portatori di carica. Mediante l'applicazione di un campo elettrico  $E_d$  dell'ordine di 1 kV/cm, gli elettroni liberi sono trasferiti verso l'interfaccia tra le due fasi dello xeno, dove si trova la griglia che consente di mantenere nella zona in cui è contenuta la fase gassosa un campo elettrico  $E_g$  di intensità superiore al precedente. Ciò permette di ottenere il passaggio degli elettroni tra le due fasi con un'efficienza del 100% per intensità di  $E_g$  maggiori di 10 kV/cm [17]. Il campo elettrico applicato nella fase gassosa fa sì che gli elettroni diano luogo al fenomeno di scintillazione proporzionale e quindi ad un secondo segnale (denominato S2), proporzionale al numero di portatori di carica estratti dalla fase liquida. Entrambi i segnali possono essere rivelati mediante fotomoltiplicatori (PMT array in Figura 17): il segnale S1 è rivelato dalla matrice di fotomoltiplicatori (figura 18 a destra) posta nel fondo del rivelatore (questo perché il segnale S1 è quasi totalmente riflesso dalla superficie d'interfaccia tra fase liquida e fase gassosa, avendo lo xenon un coefficiente di rifrazione molto alto). La distribuzione dei fotomoltiplicatori colpiti nella matrice sopra il bersaglio dal segnale S2 (figura 18 a sinistra), permette di ottenere le coordinate dell'evento sul piano X-Y, mentre la differenza di tempo tra segnale primario e secondario può essere utilizzata per calcolare la coordinata Z all'interno della TPC.

In questo modo il rivelatore fornisce una piena ricostruzione tridimensionale di un evento, permettendo quindi la fiducializzazione del volume stesso di liquido: ciò permette la riduzione del fondo radioattivo.

A seconda del tipo di particella coinvolta, le caratteristiche dei segnali sono diverse. L'interazione di WIMP e neutroni con i nuclei di xeno causa il rinculo di questi nuclei, che nel loro moto producono scintillazione e coppie elettrone-ione. A causa delle energie di rinculo non molto elevate, il moto è lento e si ha la ricombinazione della maggior parte dei portatori prima che gli elettroni siano estratti per mezzo del campo elettrico alla fase gassosa. Da ciò risulta che l'interazione in questione è caratterizzata da una scintillazione primaria più elevata rispetto a quella proporzionale. Elettroni e raggi gamma invece interagiscono con gli elettroni orbitali, causando direttamente scintillazione e produzione di coppie. Gli elettroni, più leggeri, perdono meno energia e danno luogo a una minore scintillazione primaria; inoltre hanno meno probabilità di ricombinarsi e possono essere trasferiti alla fase gassosa nella quale determinano una maggiore scintillazione

proporzionale rispetto al caso precedente. Tutto ciò si traduce in una differenza nei segnali rivelati: il rapporto  $S2/S1$  tra le ampiezze dei segnali è minore per WIMP e neutroni rispetto che per elettroni e raggi gamma, e può essere utilizzato per discriminare gli eventi (Figura 17 a destra).

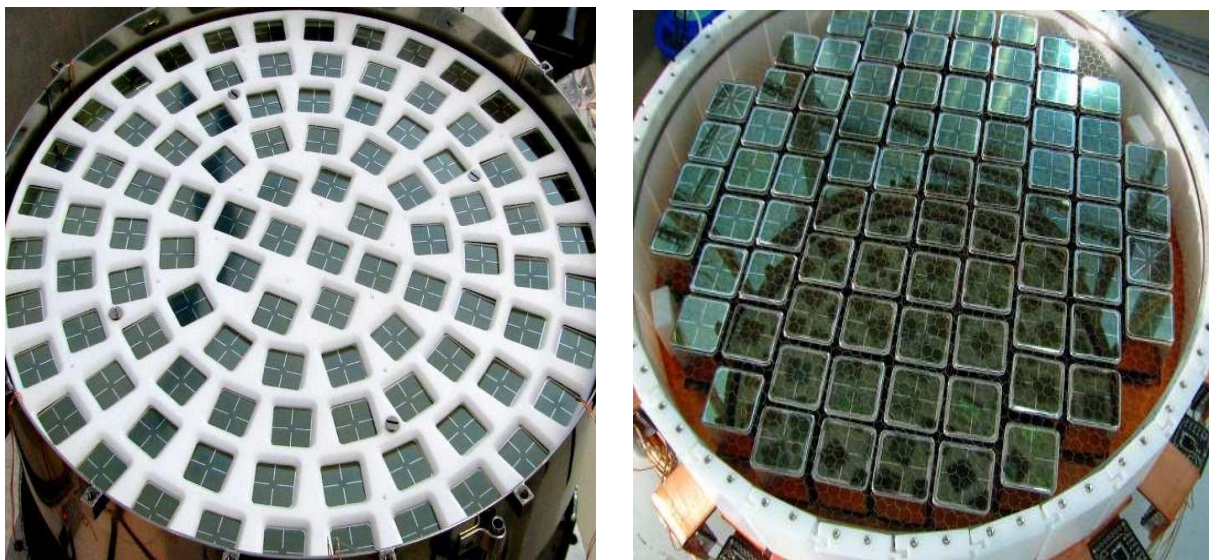


Figura 18: Matrici di fotomoltiplicatori.

A sinistra: la disposizione a cerchi concentrici della matrice sopra il bersaglio fornisce la posizione nel piano X-Y.

A destra: i fotomoltiplicatori sono addensati il più possibile per avere la massima raccolta di luce nella matrice sotto al bersaglio.

## A.2 Descrizione del rivelatore di XENON100

La camera TPC di XENON100 (figura 19 a sinistra) ha la forma di un cilindro alto 30.5 cm, di 15.3 cm di raggio, e contiene 62 kg di LXe di bersaglio. Le pareti che delimitano la camera e che la separano da uno schermo costituito sempre dallo stesso liquido (LXe di veto che circonda il bersaglio), sono in *teflon* (o PTFE) ottimo isolante che riflette la luce UV .

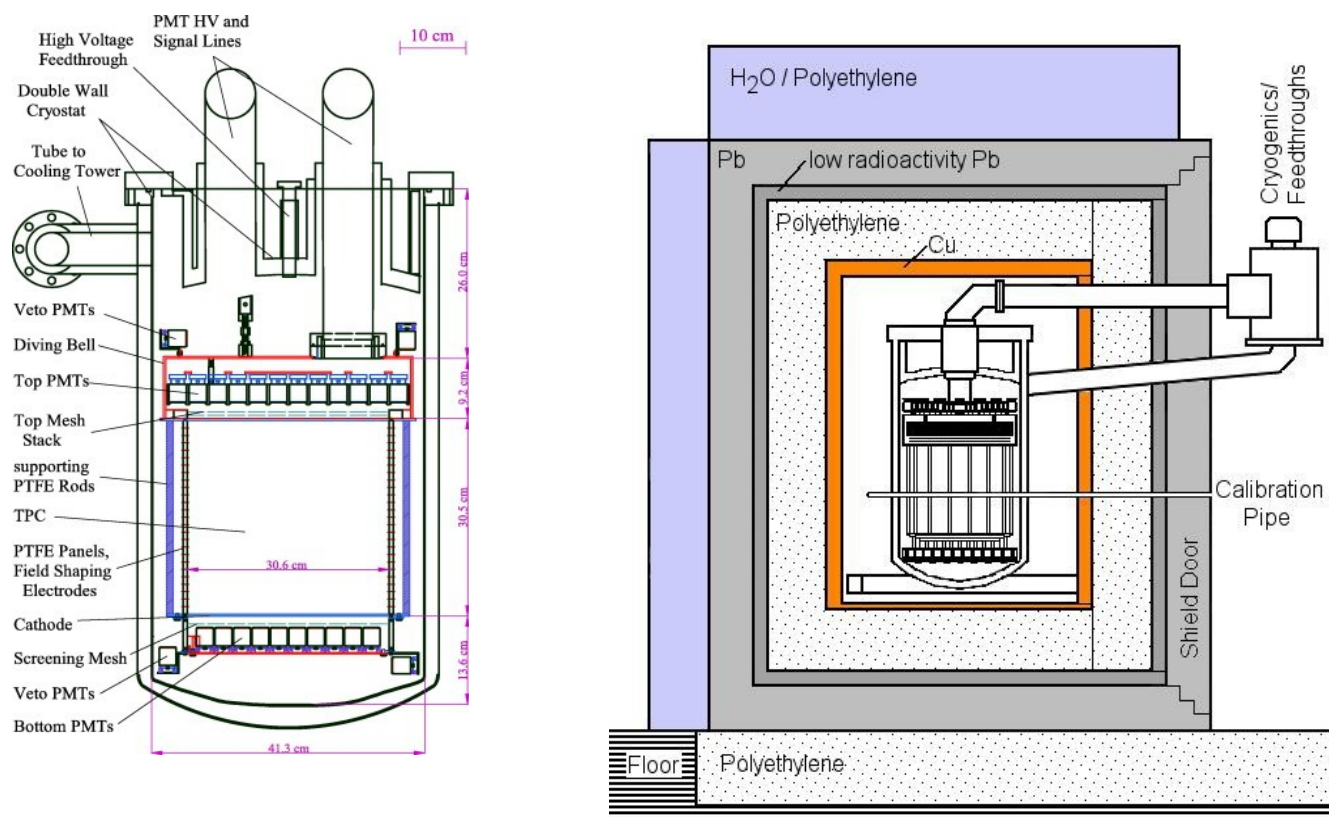


Figura 19: Rivelatore XENON100: A sinistra: struttura interna. A destra: schermatura esterna.

Al fine di ridurre i segnali di fondo, dovuti sia alla radioattività ambientale (roccia e cemento delle sale sperimentali dei Laboratori Nazionali del Gran Sasso), sia a neutroni indotti dai muoni cosmici, il rivelatore è racchiuso all'interno di un sistema di schermi passivi (Figura 19 a destra). Questi sono (in ordine dall'interno all'esterno): uno schermo di 5 cm di rame OFHC, uno di 20 cm di polietilene, uno di 20 cm di piombo (di cui i primi 5 cm sono di piombo a bassa contaminazione). Il tutto è appoggiato su uno strato di 25 cm di polietilene. Un ulteriore strato di 20 cm d'acqua o polietilene, sulla parte superiore e su tre lati dello schermo serve a ridurre ulteriormente il fondo di neutroni.

Il rivelatore è installato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), nel tunnel interferometrico, lontano dalle stanze degli altri esperimenti. A questa profondità, equivalente ad una profondità di 3700 m di acqua equivalente, si ha una riduzione del flusso di muoni di un fattore  $10^6$ .

Durante il funzionamento del rivelatore, la cavità interna agli schermi è costantemente flussata con azoto, per impedire al radon (che è un gas radioattivo proveniente dalle rocce) di penetrare nel rivelatore. Lo xeno dentro il rivelatore è liquefatto con un impianto di criogenia, ad una temperatura di 170 K.

Tutti i materiali di cui è fatto il rivelatore sono stati accuratamente selezionati in base alla più bassa radioattività intrinseca possibile.

In Figura 20 è visibile un'immagine del rivelatore a schermi aperti.



*Figura 20: Immagine del rivelatore a schermi aperti.*

# Bibliografia

- [1] Barbara Ryden – Introduction to Cosmology, 2003. Pearson Addison-Wesley editore.
- [2] 1E 0657-56: NASA Finds Direct Proof of Dark Matter, 2006  
(<http://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/> ).
- [3] M.Markevitch et al. - A textbook example of a bow shock in the merging galaxy cluster 1E0657–56 , 2002. arXiv:astro-ph/0110468v2.
- [4] Richard Massey - Digging into dark matter with weak gravitational lensing , 2009.  
arXiv:0906.1597v1.
- [5] Douglas Clowe et al. - A direct empirical proof of thr existence of dark matter, 2006.  
The Astrophysical Journal, 648:L109-L113.
- [6] Priti Mishra and Tejinder P. Singh – Galaxy rotation curves from a fourth order of gravity, 2012. arXiv:1106.3322v1.
- [7] B. Caccianiga - La materia oscura. Corso di introduzione all’astrofisica, 2009-2010.
- [8] Elena Aprile - Direct Dark Matter Searches: Lecture 1- 2, 2009.
- [9] Elena Aprile et al. - The XENON100 Dark Matter Experiment, 2012.  
arXiv:1107.2155v2.
- [10] Elena Aprile et al. - Liquid Xenon Detector for Particle Physics and Astrophysics, 2009.
- [11] Elena Aprile et al. - Dark Matter Result from 225 Live Days of XENON100 Data, 2012. arXiv:1207.5988v1.
- [12] Elena Aprile et al. - Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data, 2011. arXiv:1104.2549v3.
- [13] G. Bertone et al. Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints, 2004.

arXiv:hep-ph/0404175v2.

[14] D.M. Mei and A. Hime. Muon-Induced Background Study for Underground Laboratories, 2005. arXiv:astro-ph/0512125v2.

[15] V. Zacek. Dark Matter, 2007. arXiv:0707.0472v1.

[16] R. Bernabei et al. New results from DAMA/LIBRA, (2010). arXiv:1002.1028v1.

[17] E. Aprile et al. Proportional Light in a Dual-Phase Xenon Chamber. IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51(5): pp. 1986–1990, 2004.

[18] E. Aprile et al. XENON1T at LNGS. (Proposal April 2010).

# Ringraziamenti

Vorrei ringraziare la dirigenza dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, che in questi anni mi ha concesso di seguire le lezioni in orario di lavoro, facilitando il raggiungimento di questa mia non facile laurea; in particolare vorrei ringraziare i colleghi della sezione di Bologna, che a volte hanno dovuto sopperire alle mie assenze lavorando un po' di più. Ringrazio inoltre il direttore di sezione Graziano Bruni per la disponibilità e per i suggerimenti sull'argomento dell'elaborato.

Un particolare ringraziamento va alla Prof.ssa Gabriella Sartorelli, mio relatore di tesi e al Dott. Marco Garbini, mio correlatore, sempre disponibili per correzioni e chiarimenti. Grazie anche al Prof. Daniele Dallacasa, per gli innumerevoli chiarimenti via e-mail e in studio.

Ringrazio infine la mia compagna Isa, sua mamma e i miei genitori, per avermi spronato ad andare avanti, esame dopo esame, sostenendomi anche dal punto di vista logistico.